



**HAL**  
open science

# Suivi géophysique non conventionnel des réservoirs géothermiques profonds

Jérôme Azzola

► **To cite this version:**

Jérôme Azzola. Suivi géophysique non conventionnel des réservoirs géothermiques profonds. Sciences de la Terre. Université de Strasbourg, 2020. Français. NNT : 2020STRAH005 . tel-03163062

**HAL Id: tel-03163062**

**<https://theses.hal.science/tel-03163062>**

Submitted on 9 Mar 2021

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

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



École et observatoire

des **sciences de la Terre**

de l'Université de Strasbourg

et du 



Demonstration of soft stimulation treatments  
of geothermal reservoirs



École doctorale n° 413 : Sciences de la Terre et de l'Environnement

# THÈSE DE DOCTORAT

*Présentée par*

**Jérôme AZZOLA**

*Pour obtenir le grade de*

**Docteur de l'Université de Strasbourg**

*Spécialité doctorale "Géophysique"*

*Thèse soutenue le*

**14 Mai 2020**

## **Suivi géophysique non conventionnel des réservoirs géothermiques profonds**

Directeur de thèse : **Frédéric MASSON**

Co-directeur de thèse : **Jean SCHMITTBUHL**

### **Jury**

<b>Frédéric Masson,</b>	Professeur des universités	Directeur de Thèse
<b>Florent Brenguier,</b>	Physicien d'observatoire	Rapporteur
<b>Sébastien Chevrot,</b>	Directeur de recherches CNRS	Rapporteur
<b>Thomas Lecocq,</b>	Chef de Travaux	Examineur
<b>Jean Schmittbuhl,</b>	Directeur de recherches CNRS	Examineur
<b>Dimitri Zigone,</b>	Physicien-adjoint	Examineur

**EOST Strasbourg**

**Institut de Physique du Globe de Strasbourg (IPGS)**

**UMR 7516, F-67084 Strasbourg, France**



# Avant-propos

Ce travail de recherche s'intègre dans le cadre du programme DESTRESS, soutenu par le projet européen Horizon 2020. Les défis contemporains que sont la lutte contre le changement climatique et l'utilisation efficace des ressources géologiques constituent des priorités du programme européen. DESTRESS constitue un consortium international rassemblant des acteurs industriels et des institutions universitaires afin d'améliorer les performances de la technologie EGS et d'accélérer sa pénétration sur le marché.

Le *Work Package* dans lequel s'insère les travaux de la thèse vise à développer des moyens permettant d'évaluer et de contrôler les risques liés aux exploitations géothermiques de type EGS.

Les travaux de recherche décrits dans ce manuscrit ont donc été financés par le projet européen EU H2020, programme de recherche et d'innovation (convention de subvention 691728 - DESTRESS).

Ils ont été publiés dans le cadre du LABEX ANR-11-LABX-0050-G-EAU- THERMIE-PROFONDE et bénéficient d'un financement d'État géré par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR), dans le cadre du programme "Investissements pour le futur".

Les études mentionnées au travers de ce mémoire ont nécessité l'utilisation de Code\_Aster et de Specfem2D, des logiciels libres d'accès et téléchargeables aux adresses ci-dessous.

Specfem2D, disponible à l'adresse : [github.com/geodynamics/specfem2d.git](https://github.com/geodynamics/specfem2d.git)

Code\_Aster, disponible à l'adresse : <https://www.code-aster.org/V2/spip.php?rubrique7>

Pour l'usage de Specfem2D, nous remercions l'infrastructure de calcul pour la géodynamique (<http://geodynamics.org>) qui est financée par la National Science Foundation (EAR-094949446 et EAR-1550901). Pour l'utilisation de Code\_Aster, nous remercions Electricité de France (EDF).

Ces travaux de recherche ont été présentés aux assemblées annuelles de l'Union américaine de géophysique (AGU) et de l'Union européenne de géophysique (EGU) en 2017, 2018 et 2019. Ces travaux ont aussi été discutés durant les European Geothermal Workshops (EGW) de ces mêmes années.

Les résultats ont été publiés à trois reprises dans des revues à comité de lecture, à savoir *Journal of Geophysical Research* et *Geothermal Energy*. Un article supplémentaire a été soumis à la revue *Geophysical Journal International*. Ce mémoire de thèse est structuré sur la base de la production scientifique de ces trois années de thèse, les articles publiés étant fournis en Annexe B.

---

# Résumé

La surveillance des réservoirs profonds est un enjeu majeur pour le développement d'énergies renouvelables basées sur l'exploitation de ressources localisées dans le sous-sol. Ce constat est valable pour l'exploitation des ressources stockées dans des systèmes géothermiques améliorés (Enhanced Geothermal Systems - EGS). Dans le cas de tels réservoirs, l'exploitation est basée sur la circulation de fluides caloporteurs dans la croûte supérieure. Ces circulations interviennent à de grandes échelles, à travers des réseaux de fractures étendus. Dans ce cadre-là, le défi est de fournir une image précise du sous-sol aux différentes phases du projet, c'est-à-dire de l'exploration du réservoir, à l'exploitation de la ressource, en passant par le forage des puits et la stimulation du système. Le développement futur de tels projets repose sur nos capacités à mettre au point des méthodes de surveillance capables de suivre, à moindre coût, les propriétés physiques de la masse rocheuse et la déformation continue du réservoir. Il s'agit entre autres de détecter de potentiels déplacements aismiques et/ou d'éventuelles phases de nucléation, à l'origine d'événements sismiques majeurs.

L'une des techniques émergentes pour un suivi géophysique continue et peu coûteux de structures géologiques comme les EGS est la corrélation du bruit sismique. Il s'agit plus précisément d'appliquer des méthodes d'interférométrie d'ondes de coda (CWI) aux formes d'onde extraites de la corrélation croisée du bruit ambiant. En effet, lorsque la distribution des sources de bruit satisfait aux hypothèses qui sous-tendent l'étude, de telles méthodes permettent de suivre d'infimes changements survenant dans le milieu. Ceci est rendu possible en étudiant l'évolution de la partie tardive des enregistrements, nommée la « coda » en référence au mot latin désignant le nom « queue ».

Cependant, un lien clair entre les processus physiques impliqués dans l'évolution du milieu et les changements quantifiés par CWI, n'a pas encore été clairement décrit. De manière plus générale, l'interprétation des mesures de CWI en termes d'événement perturbateur est difficile : les mesures englobent l'ensemble des sensibilités du champ d'onde diffus étudié vis-à-vis des différents processus physiques impliqués dans l'évolution du système. Les méthodes de CWI, et en particulier l'interférométrie du bruit ambiant, permettraient potentiellement un suivi continu et à moindre coût du milieu, mais les signaux produits manquent actuellement d'une interprétation physique précise. Compte tenu de ce constat, l'approche que nous développons contribue à l'interprétation de ces mesures d'interférométrie, et ouvre de nouvelles voies à l'application de telles approches pour la surveillance des réservoirs géothermiques profonds.

Notre approche est basée sur le développement d'un schéma numérique qui vise à étudier la signature sur le champ d'ondes diffus – et donc sur les mesures de CWI - de la déformation élastique du milieu. Le formalisme proposé repose sur l'utilisation de deux codes de modélisation discrète, dont la combinaison permet de modéliser la propagation des ondes dans un milieu diffusif complexe lors de sa déformation élastique.

- À l'échelle du laboratoire, où les chemins de chargement appliqués à des systèmes simplifiés sont aisément contraints, le développement d'une telle approche numérique permet d'analyser les processus à l'origine des mesures de CWI. Il s'agit en particulier de tester les approximations nécessaires à retrouver numériquement les résultats d'expériences de laboratoire représentatives, et d'étudier ensuite le partitionnement entre les différents processus modélisés.

- 
- Compte tenu du modèle analogique produit, nous développons un modèle numérique simulant la propagation d'ondes diffuses à travers un réservoir lors de sa déformation. En calibrant notre modèle sur le cas d'étude du réservoir géothermique de Rittershoffen (France), nous testons la sensibilité des mesures d'interférométrie vis-à-vis de scénarios de déformation caractéristiques de l'exploitation des réservoirs profonds.

Nos mesures apportent de nouvelles perspectives pour l'interprétation des signaux de CWI, en soulignant notamment la contribution de différents processus liés à la déformation élastique du système. Nous étudions plus précisément l'influence du changement de forme du milieu de propagation ainsi que l'impact de l'évolution des paramètres physiques des matériaux. La technique d'interférométrie permet potentiellement de détecter et de suivre les déformations liées à la stimulation ou à l'exploitation d'un réservoir, à différentes échelles spatiales et sur différentes périodes temporelles. Nos résultats ouvrent de nouvelles perspectives pour envisager de surveiller des déformations de réservoirs à l'aide de techniques basées sur l'analyse du bruit sismique ambiant, qu'elles aient une origine naturelle ou anthropique. Notre analyse fournit des arguments quantitatifs pour optimiser la surveillance des réservoirs profonds au moyen de telles méthodes sismiques.

---

# *Abstract*

The monitoring of deep reservoirs is a major issue for the development of renewable energies based on the exploitation of subsurface resources. This applies to the exploitation of resources stored in Enhanced Geothermal Systems (EGS). In the case of such reservoirs, exploitation is based on the circulation of fluids in the upper crust. These circulations take place on large scales, through extended fracture networks. In this context, the challenge is to provide an accurate imaging of the subsurface at the various phases of the project, i.e. from reservoir exploration to resource exploitation, through well drilling and system stimulation. The future development of such projects relies on our ability to develop monitoring methods capable of monitoring, at a lower cost, the key physical properties of the rock mass and the ongoing deformation of the reservoir. This includes the detection of potential aseismic displacements and/or possible nucleation phases of major seismic events.

One emerging technique for continuous and cost-effective geophysical monitoring of geological structures such as EGS is the correlation of ambient seismic noise. Specifically, this involves applying coda wave interferometry (CWI) methods to the waveforms extracted from the cross-correlation of ambient noise. When the distribution of noise sources satisfies the assumptions underlying the study, such methods can be used to follow minute changes in the medium. This is made possible by studying the evolution of the late part of the recordings, called the "*coda*" in reference to the Latin word for "tail".

However, a clear link between the physical processes involved in the evolution of the medium and the changes quantified by CWI has not yet been clearly described. More generally, the interpretation of CWI measurements is difficult in terms of perturbation : the measurements encompass all the sensitivities of the diffuse wave field toward the different physical processes involved in the evolution of the system. CWI methods, and in particular ambient noise interferometry, could enable to monitor the medium continuously, but the signals currently lack precise physical interpretation. Considering these issues, the approach we are developing contributes to the interpretation of the interferometric measurements and opens new perspectives for the application of such approaches to the monitoring of deep geothermal reservoirs.

Our approach is based on the development of a numerical scheme which enables to study the signature on the diffuse wave field - and thus on CWI measurements - of the elastic deformation of the medium. The formalism that we propose is based on the use of two discrete modelling codes, the combination of which makes it possible to model the wave propagation in a complex diffusive medium during its elastic deformation.

- At the laboratory scale, where loading paths applied to simplified systems are easily constrained, the development of such a numerical approach allows the analysis of the processes underlying CWI measurements. In particular, the aim is to test the approximations necessary to retrieve numerically the results of representative laboratory experiments, and then to study the partitioning between the different modelled processes.

- 
- Given this newly elaborated analog model, we develop a numerical model simulating the propagation of diffuse waves through a reservoir during its deformation. By calibrating our model on the case study of the Rittershoffen geothermal reservoir (France), we test the sensitivity of interferometry measurements to deformation scenarios characteristic of deep reservoir operations.

Our measurements bring new perspectives for the interpretation of CWI measurements, in particular by discerning the contribution of different processes mobilized during the elastic deformation of the system. The interferometry technique has the potential to detect and monitor deformations related to the stimulation or operation of deep reservoirs, on different spatial scales and over different time periods. Our results open new perspectives to monitor reservoir deformations using ambient noise based techniques, whether natural or anthropogenic. Our analysis provides quantitative arguments for optimizing the monitoring of deep reservoirs using these interferometric techniques.

---

# Remerciements

En 2012, j'ai été reçu à l'EOST par Jean Schmittbuhl et Frédéric Masson à l'occasion d'un stage de seconde année à l'École des Mines de Nancy. À la suite de cette première expérience dans le monde académique, je ne me doutais pas encore que je choisirais de me diriger quelques années plus tard vers la recherche. Je ne suspectais pas non plus de refouler à tant de reprises les chemins menant aux bâtiments du *5 rue René Descartes*. Les personnes qui m'ont encadré aux Mines-Nancy, à l'Université de Strasbourg et à l'Université de Neuchâtel ne sont pas étrangers à mes choix.

Près de huit plus tard, voici donc le moment d'apposer une touche finale à ce manuscrit. L'aboutissement de cette thèse, un exercice de plus de trois ans aussi exigeant qu'enrichissant, qui n'aurait pu être mené à bien sans l'aide de nombreuses personnes que je tiens chaleureusement à remercier.

Je souhaite tout d'abord remercier Judith Sausse de m'avoir ouvert les portes menant au domaine la géothermie et de m'avoir donné goût à la géophysique.

Je tiens à sincèrement remercier Jean et Frédéric. Vous m'avez initié au travail de la recherche, vous m'avez chaleureusement accueilli dans votre établissement et au sein de votre laboratoire, et m'avez fait confiance pour mener à bien ce projet. Je salue votre patience et votre investissement dans le cadre des différents projets qui ont conduit à notre collaboration.

Un immense merci à Dimitri Zigone, Vincent Magnenet et Olivier Lengliné. J'ai beaucoup appris à votre contact, et ce projet a indéniablement profité de votre participation. Merci pour les discussions enrichissantes, les conseils promulgués, votre disponibilité et votre bonne humeur.

Merci (également) à toute l'équipe du Jardin des Sciences. À Christelle Spettel, de m'avoir chaleureusement accueilli au sein du JDS. Marion, Laureline et Angélie, j'ai beaucoup apprécié de travailler avec vous et de m'initier à la médiation scientifique à vos côtés. Bien que tous les groupes d'élèves accueillis au musée n'aient pas été faciles à appréhender, c'est le cœur lourd que j'ai animé mes dernières séances avec vous.

Je souhaiterais remercier les membres de mon jury, Florent Brenguier, Sébastien Chevrot, Thomas Lecocq, d'avoir accepté (sans hésiter) d'examiner ma thèse.

Je souhaiterais également remercier Benoît Valley et Albert Genter de m'avoir aidé à publier les travaux relatifs à ma Maitrise en Sciences durant la thèse.

Enfin, je remercie Alain Steyer pour son soutien technique au laboratoire.



# Table des matières

<b>Avant-propos</b>	<b>iii</b>
<b>Résumé</b>	<b>iv</b>
<b>Abstract</b>	<b>vi</b>
<b>Remerciements</b>	<b>ix</b>
<b>Table des matières</b>	<b>xi</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>xiii</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xvii</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
1.1 L'exploitation des systèmes géothermiques améliorés : développement et limites des approches EGS . . . . .	3
1.2 Exploitation de la ressource géothermique et activité du sous-sol : nécessité du suivi permanent de la dynamique du sous-sol . . . . .	8
1.3 L'interférométrie sismiques au profit de la surveillance des réservoirs géothermiques profonds . . . . .	12
1.4 Présentation de l'approche et structure du manuscrit . . . . .	18
<b>2 Modélisation analogique de mesures de CWI</b>	<b>21</b>
2.1 Quelques éléments théoriques . . . . .	24
2.2 Quelques éléments de méthodologie . . . . .	41
2.3 Modélisation numérique analogique de la signature de la déformation élastique du milieu de propagation sur l'interférométrie des ondes de <i>coda</i> . . . . .	53
2.4 Localisation du changement intervenant dans le milieu de propagation : étude numérique de la sensibilité des mesures vis-à-vis d'une perturbation locale du milieu de propagation . . . . .	79
2.5 Modélisation analogique de mesures de CWI : conclusions et perspectives . . . . .	85
<b>3 Approche numérique et expériences de laboratoire</b>	<b>87</b>
3.1 Présentation de l'approche : la modélisation prospective . . . . .	90
3.2 Modélisation prospective de la déformation mécanique d'un échantillon diffusif de Duraluminium . . . . .	90
3.3 Analyse de la variation de la cohérence et/ou de la phase de signaux synthétiques et expérimentaux . . . . .	117
3.4 Modélisation prospective de la déformation thermo-élastique d'un échantillon de granite . . . . .	130
3.5 Modélisations prospectives : conclusions et perspectives . . . . .	154

<b>4</b>	<b>Surveillance des réservoirs géothermiques profonds</b>	<b>157</b>
4.1	Implications directes des analyses menées à l'échelle du laboratoire : interprétation des mesures d'interférométrie et suivi des réservoirs géothermiques profonds . . . .	159
4.2	Vers un modèle numérique à l'échelle du réservoir, favorisant la compréhension des séries chronologiques d'ANI . . . . .	160
4.3	Développement d'un modèle numérique exploratoire . . . . .	162
4.4	Développement d'un modèle numérique représentatif du réservoir . . . . .	169
4.5	Surveillance des réservoirs géothermiques profonds : conclusions et perspectives . .	185
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>187</b>
	<b>Références</b>	<b>193</b>
<b>A</b>	<b>Données annexes</b>	<b>I</b>
A.1	Fiche caractéristique du capteur de force . . . . .	I
A.2	Fiche caractéristique des capteurs piézoélectriques . . . . .	VI
<b>B</b>	<b>Publications</b>	<b>IX</b>
B.1	Direct Modeling of the Mechanical Strain Influence on Coda Wave Interferometry, Journal of Geophysical Research : Solid Earth, 2018 . . . . .	IX
B.2	Coda wave interferometry during the heating of deep geothermal reservoir rocks, Geothermal Energy, 2018 . . . . .	XXVIII
B.3	Elastic strain effects on wave scattering : Implications for Coda Wave Interferometry (CWI), Journal of Geophysical Research : Solid Earth, 2020 . . . . .	LVIII
<b>C</b>	<b>Liste des acronymes</b>	<b>LXXIX</b>
<b>D</b>	<b>Glossaire</b>	<b>LXXXI</b>
<b>E</b>	<b>Liste des symboles</b>	<b>LXXXIII</b>

# Liste des figures

1.1	Localisation des sites de géothermie profonde du Grabben du Rhin, et données structurales et géologiques relatives au projet géothermique de Rittershoffen ( <i>Source</i> : Az-zola et al. (2019)). . . . .	6
1.2	Vue cartographique de la sismicité induite lors de la stimulation du puits GRT-1 ( <i>Source</i> : Lengliné et al. (2017)). . . . .	8
1.3	Suivi du site géothermique de Saint-Gall par analyse du bruit sismique ambiant ( <i>Source</i> : Obermann et al. (2015)). . . . .	14
1.4	Localisation des site géothermique de Rittershoffen et de Soultz-sous-Forêts et déploiement du réseau sismique (RT) à proximité des sites de géothermie . . . . .	15
1.5	Série chronologique des mesures d'ANI, obtenue à partir des enregistrements des stations RITT et BETS du réseau RT. . . . .	18
2.1	Illustration du principe de l'interférométrie des ondes de coda . . . . .	25
2.2	Illustration du phénomène de diffusion multiple. . . . .	27
2.3	Illustration des caractéristiques du champ diffus. . . . .	28
2.4	Suivi de l'activité du volcan du Mont Merapi par analyse du bruit sismique ambiant ( <i>Source</i> : Sens-Schönfelder and Wegler (2006)). . . . .	33
2.5	Suivi de l'activité sismique de la région de Parkfield par analyse du bruit sismique ambiant ( <i>Source</i> : Brenguier et al. (2008)). . . . .	34
2.6	Détails du principe du schéma numérique. . . . .	41
2.7	Illustration de deux approches de comparaison par interférométrie : approche directe et reconstruction préalable de la fonction de corrélation croisée. . . . .	44
2.8	Décomposition d'une maillage en entités physiques distinctes. . . . .	45
2.9	Temps de calcul de Specfem2D et efficacité de la simulation en fonction du nombre de cœurs utilisé dans la simulation. . . . .	51
2.10	Principe de l'approche suivie. . . . .	54
2.11	Modélisation de la diffusion des ondes dans un échantillon de granite. . . . .	55
2.12	Caractérisation de l'adéquation de la grille de maillage. . . . .	56
2.13	Caractérisation de la diffusion dans le milieu numérique et dans l'échantillon de laboratoire. . . . .	58
2.14	Résultats de la recherche sur grille. . . . .	60
2.15	Relations contrainte-déformation pour deux échantillons de granite soumis à une pression de confinement constante de 40 MPa, et réponse mécanique de l'échantillon numérique. . . . .	62
2.16	Illustration du principe de l'interférométrie des ondes de coda. . . . .	63
2.17	Influence de la stratégie de corrélation en deux étapes sur l'exactitude des mesures délivrées par la méthode discrète de CWI. . . . .	66
2.18	Influence du contenu fréquentiel des fenêtres et influence du nombre de points de mesure des fenêtres de discrétisation sur la fiabilité de la méthode discrète de CWI. . . . .	68
2.19	Évolution du décalage temporel relatif mesuré en utilisant soit la technique d'étirement, soit la technique discrète de corrélation croisée aux enregistrements obtenus au capteur faisant face à la source. . . . .	70

2.20	Evolution du décalage temporel relatif moyen mesuré à partir des 32 estimations obtenues en comparant les formes d'ondes de références et perturbées au moyen de la technique d'étirement, ou de la technique de corrélation croisée de signaux fenêtrés.	71
2.21	Variations spatiales de la trace du tenseur de déformation mesurée à l'aide de Code_Aster lorsque nous appliquons un déplacement de 80 $\mu\text{m}$ sur le haut du système.	75
2.22	Trois noyaux de sensibilité pour le modèle numérique de la section 2.3.	80
2.23	Principe de l'expérience où un déplacement de 75 $\mu\text{m}$ est appliqué au bord de l'une des 70 inclusions circulaires du milieu numérique.	81
2.24	Retards $dt$ en fonction du temps dans le signal, mesurés en comparant la forme d'onde de référence à celle enregistrée lorsqu'un déplacement de 75 $\mu\text{m}$ est appliqué à un diffuseur.	82
2.25	Carte des retards de temps de parcours des ondes.	83
2.26	Variation en fonction de la position du capteur le long du réseau, de la moyenne temporelle des délais mesurés le long du signal.	84
3.1	Croquis décrivant le principe de l'approche.	91
3.2	Détail du dispositif expérimental.	93
3.3	Essai de compression uni-axiale appliqué à un échantillon cylindrique d'Au4G.	95
3.4	Densité spectrale de puissance avant et après filtrage des enregistrements.	98
3.5	Moyennes des fonctions $\ln U(t)$ calculées à partir de la réponse enregistrée aux 32 capteurs.	99
3.6	Comparaison des champs de déplacement expérimental et numérique.	101
3.7	Comparaison des déplacements verticaux mesurés numériquement et expérimentalement le long d'une ligne verticale centrée au milieu de l'échantillon.	101
3.8	Relation force - déplacement mesurée lors de la déformation du milieu numérique et au cours des trois expériences de laboratoire.	102
3.9	Carte des contraintes de Von Mises mesurées pour un déplacement de 80 $\mu\text{m}$ .	103
3.10	Illustration du principe de la méthode de CWI appliquée.	104
3.11	Comparaison entre les décalages temporels relatifs $dt/t$ simulées et ceux mesurés au cours de trois expériences de laboratoire distinctes, en fonction du déplacement appliqué à l'échantillon.	105
3.12	Comparaison entre la régression linéaire ajustée aux décalages temporels $dt/t$ mesurées au cours des expériences de laboratoire et celles obtenues à partir de simulations basées sur trois modèles distincts.	107
3.13	Retards $dt(t)$ mesurés en appliquant une méthode basée sur la corrélation de fenêtres de discrétisation.	110
3.14	Comparaison des délais relatifs mesurés au moyen de deux méthodes d'interférométrie en utilisant les enregistrements obtenus en chacun des 32 capteurs de la ligne de récepteurs.	111
3.15	Discrétisation numérique tridimensionnelle de l'échantillon des expériences de laboratoire.	112
3.16	Comparaison entre la carte de la trace du tenseur de déformation calculée dans l'échantillon 2D et dans le plan médian (tel que $Z=0$ ) du milieu en 3D.	113
3.17	Retards et perte de cohérence mesurés au moyen du modèle numérique en fonction du temps dans le signal, en imposant un déplacement de 75 $\mu\text{m}$ à la face supérieure de celui-ci.	119
3.18	Valeurs normalisées de la perte de cohérence et des retards de temps de parcours en fonction de la position sur le réseau de récepteurs.	120
3.19	Valeurs normalisées de la perte de cohérence et des retards en fonction de la position sur le réseau de récepteurs, pour les trois expériences de laboratoire.	121
3.20	Principe des expériences, dans lesquelles un déplacement de 75 $\mu\text{m}$ est appliqué à la limite de l'un des 70 diffuseurs, de deux manières différentes.	123

3.21	Perte de cohérence mesurée en fonction du temps dans le signal en comparant la forme d'onde de référence à celle enregistrée lorsqu'un déplacement de 75 $\mu\text{m}$ est appliqué à l'inclusion circulaire. . . . .	124
3.22	Carte de la perte de cohérence mesurée par corrélation croisée de fenêtres de discrétisation de 6.5 $\mu\text{s}$ , en comparant la forme d'onde de référence à celle enregistrée lorsqu'un déplacement de 75 $\mu\text{m}$ est appliqué au bord de l'inclusion circulaire. . . . .	125
3.23	Carte des retards de temps de parcours mesurés par corrélation croisée de fenêtres de discrétisation, en comparant la forme d'onde de référence à celle enregistrée lorsqu'un déplacement de 75 $\mu\text{m}$ est appliqué au bord de l'inclusion circulaire. . . . .	126
3.24	Variation, en fonction de la position du capteur sur la longueur du réseau, de la moyenne temporelle de la perte de cohérence $DC$ mesurée le long du signal. . . . .	127
3.25	Zoom dans la grille du maillage à proximité de l'inclusion circulaire déplacée. . . . .	128
3.26	Illustration du dispositif expérimental. . . . .	132
3.27	Évolution de la température de l'échantillon fictif du modèle numérique avec le temps. . . . .	135
3.28	Illustration du principe de l'approche numérique. . . . .	137
3.29	Représentation logarithmique normalisée de la densité énergétique, $\ln U(t)$ , calculée à partir des enregistrements de laboratoire et du modèle numérique, pour un milieu non sollicité. . . . .	139
3.30	Comparaison des mesures de CWI simulées, obtenues pour trois sources de fréquences centrales différentes ( $f_0 = 200 \text{ kHz}$ , $f_0 = 800 \text{ kHz}$ et $f_0 = 1000 \text{ kHz}$ ) de la source. . . . .	140
3.31	Champ de température correspondant à différents état de déformation dans le modèle numérique. . . . .	141
3.32	Zoom dans une fenêtre de 100 $\mu\text{s}$ (de 50 $\mu\text{s}$ à 150 $\mu\text{s}$ , après les premières arrivées) dans les formes d'onde enregistrées en laboratoire pendant trois cycles de chauffage. . . . .	142
3.33	Zoom dans une fenêtre d'une durée de 100 $\mu\text{s}$ dans les formes d'onde synthétiques et dans les formes d'onde enregistrées en laboratoire pendant le second cycle de chauffage. . . . .	144
3.34	Comparaison des mesures de CWI obtenues en laboratoire pendant le deuxième cycle de chauffe du granite de Westerly avec celles obtenues au moyen du modèle numérique. . . . .	145
3.35	Mesures de CWI en fonction de la déformation volumétriques : comparaison des résultats du modèle numérique avec ceux des expériences de laboratoire (second cycle de chauffage) et ceux prévues par le modèle de contraction/dilatation temporelle. . . . .	146
3.36	Variations relatives de vitesse de l'onde P mesurée en laboratoire pendant les trois cycles, en fonction de la température dans le granite de Westerly et variations relatives des vitesses des ondes P et S déduites des mesures de Heard and Page (1982). . . . .	149
3.37	Forme d'onde de référence enregistrée à la température ambiante (20°C), forme d'onde enregistrée à 100°C sans introduction des lois $E(T)$ et $E(T)$ dans la simulation et forme d'onde enregistrée à 100°C après introduction des lois $E(T)$ et $E(T)$ dans la simulation . . . . .	151
3.38	Comparaison des mesures de CWI obtenues au cours du premier cycle de chauffe au laboratoire, avec les mesures numériques obtenues sans ou bien avec introduction d'une dépendance avec la température de la densité, du module d'élasticité isostatique $K$ et du module de Young $E$ . . . . .	151
4.1	Série chronologique mesurée à partir de la composante Nord enregistrée aux stations (RITT) et (BETS), température annuelle de surface et élévation de la nappe phréatique convertie en pression. . . . .	162
4.2	Principe du modèle numérique mit au point pour modéliser la signature sur les mesures de CWI des variations annuelles de température de surface et d'élévation de nappe phréatique. . . . .	164

---

4.3	Carte des différents aquifères du nord de l'Alsace et localisation des villages de Rittershoffen et de Haguenau sur la nappe phréatique rhénane . . . . .	165
4.4	Principe des méthodes de CWI appliquées aux mesures synthétiques. . . . .	166
4.5	Série chronologique mesurée numériquement. . . . .	167
4.6	Série chronologique mesurée numériquement en modélisant la seule influence des variations de température de surface. . . . .	168
4.7	Contexte géologique et structural de la zone d'étude. . . . .	169
4.8	Vue cartographique de la sismicité induite lors de la stimulation du puits GRT1. . . . .	170
4.9	Représentation schématique du modèle numérique décrivant le réservoir. . . . .	171
4.10	Géométrie du modèle numérique : partie modélisant le réservoir et sous-modèle diffusant le champ d'onde. . . . .	173
4.11	Densité spectrale de puissance PSD des fonctions de corrélation croisée. . . . .	174
4.12	Convergence de la fonction de corrélation croisée vers une fonction de Green synthétique . . . . .	176
4.13	Caractérisation des propriétés de diffusion des milieux étudiés. . . . .	177
4.14	Série chronologique du niveau de la nappe mesurée à Haguenau avec un taux d'échantillonnage de 10 jours. . . . .	178
4.15	Comparaison de la série chronologique numérique à celle calculée à partir des signaux enregistrés au voisinage de Rittershoffen, en se focalisant sur l'étude de la bande de fréquences de 1 à 3 Hz. . . . .	179
4.16	Modélisation de l'impact sur les mesures de CWI d'une perturbation locale du réservoir. . . . .	181

# Liste des tableaux

1.1	Grands domaines d'application des techniques d'interférométrie d'ondes de <i>coda</i> .	13
2.1	Fonctions de forme d'un élément quadrangle à 4 nœuds. . . . .	48
3.1	Test de sensibilité pour les coefficients élastiques du troisième ordre (TOEC). . . . .	115
3.2	Second test de sensibilité pour les coefficients élastiques du troisième ordre (TOEC). . . . .	115
3.3	Paramètres des capteurs et de la source utilisés dans les expériences en laboratoire et dans la simulation. . . . .	133
3.4	Paramètres élastiques et paramètres thermiques des matériaux utilisés dans le modèle numérique. . . . .	134



## Chapitre 1

# Présentation des systèmes EGS et application des méthodes basées sur le bruit sismique ambiant à la surveillance des réservoirs profonds

*« Une exploitation généralisée de la chaleur du sous-sol basée sur le développement de méthodes permettant de valoriser les ressources géothermiques disponibles en dehors de zones privilégiées, caractérisées par d'importantes perméabilités naturelles. Ces ressources constituent un enjeu majeur pour le futur "mix" énergétique. »*

---

Les EGS, ou Enhanced Geothermal Systems

**Sommaire**

---

<b>1.1 L'exploitation des systèmes géothermiques améliorés : développement et limites des approches EGS</b> . . . . .	<b>3</b>
1.1.1 Présentation des systèmes géothermiques améliorés, EGS . . . . .	3
1.1.2 Différentes techniques de stimulation des réservoirs . . . . .	4
1.1.3 Présentation d'un pilote-scientifique : le site de Soultz-Sous-Forêts . . . . .	5
1.1.4 Présentation d'un cas d'étude : le projet de géothermie de Rittershoffen . . . . .	7
<b>1.2 Exploitation de la ressource géothermique et activité du sous-sol : nécessité du suivi permanent de la dynamique du sous-sol</b> . . . . .	<b>8</b>
1.2.1 L'exemple des événements sismiques de la région de Pohang (Corée du Sud)	9
1.2.2 L'exemple du développement du réservoir de Bâle (Suisse) . . . . .	10
1.2.3 L'exemple du développement du réservoir de Saint Gall (Suisse) . . . . .	10
1.2.4 Prévion de la sismicité induite et surveillance de l'activité du sous-sol . . . . .	11
<b>1.3 L'interférométrie sismiques au profit de la surveillance des réservoirs géothermiques profonds</b> . . . . .	<b>12</b>
1.3.1 Présentation des méthodes et principaux domaines d'application . . . . .	12
1.3.2 Application des méthodes basées sur l'analyse du bruit sismique ambiant au suivi des réservoirs géothermiques profonds . . . . .	14
1.3.3 Interprétation des mesures d'interférométrie et développement de la problématique de l'étude . . . . .	16
Quels sont les processus physiques à l'origine des changements observés par CWI? . . . . .	16
Quelles perturbations peuvent solliciter ces phénomènes physiques, de manière à induire des changements détectables dans les formes d'ondes comparées par CWI? . . . . .	17
<b>1.4 Présentation de l'approche et structure du manuscrit</b> . . . . .	<b>18</b>

---

## 1.1 L'exploitation des systèmes géothermiques améliorés : développement et limites des approches EGS

### 1.1.1 Présentation des systèmes géothermiques améliorés, EGS

Le développement de la géothermie<sup>1</sup> répond au défi de satisfaire une demande en énergie croissante tout en réduisant les émissions de dioxyde de carbone (CO<sub>2</sub>) dans l'atmosphère. Dans la mesure où les sources de chaleur terrestres permettent un renouvellement durable de la ressource énergétique localisée dans le sous-sol, la géothermie ouvre des perspectives intéressantes afin de produire chaleur et/ou électricité à partir des calories extraites de la croûte terrestre, et ce, avec des perspectives durables.

Bien que cette énergie d'origine tellurique soit de nature abondante, elle demeure en général diffuse et rarement concentrée : un flux moyen de 0.1 MW.km<sup>-2</sup> est généralement proposé à l'échelle du globe. Certaines formations géologiques favorables, comme par exemple les structures volcaniques ou bien des complexes géologiques tels que le bassin parisien ou le graben du Rhin, conduisent néanmoins à augmenter localement la puissance exploitable. Il convient de distinguer plusieurs types d'utilisations de la géothermie en fonction des ressources ciblées et des caractéristiques géologiques locales. Nous ne traiterons pas ici de la géothermie *peu profonde* et à basse température, visant à exploiter les ressources géothermiques disponibles à de faibles profondeurs (typiquement à quelques centaines de mètres de profondeur). Dans le domaine de la géothermie *profonde*, l'étendue des puits de forage varie en fonction des ressources ciblées et des gradients de température locaux. Ces paramètres dépendent fortement du contexte géologique.

La production d'électricité est essentiellement développée autour de contextes géologiques et volcaniques actifs, ce qui a pour conséquence de limiter l'étendue géographique des zones d'application. L'exploitation d'aquifères sédimentaires est quant à elle principalement destinée à alimenter des réseaux de chaleur. Ces aquifères sont exploités en France à des températures comprises typiquement entre 60 et 80 °C.

La géothermie profonde des réservoirs fracturés permet en revanche de valoriser les ressources géologiques naturelles localisées à des profondeurs plus importantes, typiquement plusieurs kilomètres de profondeur (Breede et al., 2013; Gentier, 2013). Elle vise à exploiter des ressources de température plus élevées et peut localement profiter d'anomalies thermiques positives. Ces spécificités locales permettent d'exploiter la ressource à des profondeurs inférieures à celles prévues au moyen d'un gradient géothermique moyen de 30 °C.km<sup>-1</sup>, et de réduire les coûts de forage ainsi que les risques économiques consentis. Le développement de projets géothermiques en lien avec de tels systèmes ouvre donc des perspectives afin de généraliser l'exploitation de la chaleur terrestre à des zones *a priori* moins favorables à la valorisation de ressources géothermiques.

Les projets EGS (pour « Enhanced Geothermal Systems », traduit par les systèmes géothermiques améliorés) cherchent justement à utiliser l'énergie d'origine thermique stockée dans des réservoirs naturellement fracturés, à savoir typiquement un socle cristallin caractérisé par une faible perméabilité. Il s'agit de capter les eaux géothermales qui assurent le rôle de fluide caloporteur, et de profiter des circulations naturelles au sein d'un réseau de failles étendu (Huenges and Ledru, 2011; Smith, 1983; Tenzer, 2001). Les projets EGS sont généralement développés sur le modèle d'un « doublet ». L'eau géothermale est pompée en surface au moyen d'un puits de production, valorisée par une centrale géothermique qui assure la production d'eau chaude ou d'électricité, et enfin réinjectée dans le réservoir fracturé par le biais d'un second puits.

Du fait de la structure du réservoir, la circulation des fluides au sein du système est hautement hétérogène. Ceci impact l'injectivité et la productivité des puits, si bien qu'il n'est pas pos-

---

1. Le terme est composé du grec *geo* (« la Terre ») et *thermos* (« la chaleur ») et désigne à la fois la *science* qui étudie les processus thermiques internes du globe, et les *technologies* qui visent à exploiter la chaleur terrestre au moyen de puits de forage.

sible d'exploiter la ressource de manière économique sans développer le réservoir au préalable. Ainsi, les EGS recouvrent tous les systèmes géothermiques pour lesquels le développement du site passe par un ensemble d'opérations géotechniques ayant pour objectif d'augmenter la perméabilité d'un volume du sous-sol, et donc d'améliorer la récupération de l'énergie thermique issue d'une source de chaleur profonde (Gentier, 2013). Diverses approches telles que la stimulation hydraulique, thermique ou chimique, permettent d'augmenter l'injectivité et la productivité des puits, en améliorant la connectivité des forages au réservoir naturel (Huenges and Ledru, 2011).

Sur le plan historique, le pilote scientifique de Soultz-Sous-Forêts, dans le Nord-Est de la France, a largement contribué à l'émergence du concept et est le premier site EGS à avoir été raccordé au réseau électrique en septembre 2010. Il a hérité des différentes expériences développées autour du concept de géothermie des « roches chaudes et sèches », ou Hot Dry Rock (HDR). Ce type de géothermie est basé sur la fracturation hydraulique d'un socle chaud et la création d'un échangeur thermique dans lequel circule le fluide caloporteur.

Les EGS et les exploitations HDR sont donc deux types de géothermie parmi un ensemble de modèles distincts. Il en résulte une série de concepts, des HDR aux systèmes hydrothermaux, qui se basent sur l'exploitation de réservoirs aux typologies variées. Pour les systèmes EGS et HDR par exemple, le contenu en fluide et la perméabilité du système sont variables, bien que faibles. Cette variabilité est à l'origine de la différenciation des deux concepts : l'existence de fluides chauds dans les structures tectoniques du socle n'est en particulier pas appréhendée dans l'approche initiale HDR. Cette spécificité caractérise en revanche les systèmes EGS et conduit à la définition du concept de réservoir géothermique fracturé.

### 1.1.2 Différentes techniques de stimulation des réservoirs

Assurer l'efficacité des stratégies de développement appliquées est primordial afin de garantir la viabilité économique de la centrale géothermique EGS. La productivité doit de plus être assurée sur le long terme, afin d'amortir les coûts élevés liés au développement de telles infrastructures.

L'acidification des puits est historiquement la plus ancienne des techniques de stimulation développée. Initialement destinée à l'industrie pétrolière (dès 1895) elle vise à augmenter la capacité de production des réservoirs en induisant la précipitation des minéraux à proximité du puits de forage (Economides and Nolte, 1989; Smith and Hendrickson, 1965). Ce type de stimulation vise à contraindre le passage de mélanges acides dans le réseau de fractures existant, afin de dissoudre les minéraux colmatant (Portier et al., 2009).

La stimulation thermique consiste à induire des chocs de température en injectant des volumes de fluide dans le réservoir. L'injection induit un phénomène de contraction thermique de l'encaissant, ce qui conduit au développement du réseau de fractures et permet potentiellement d'augmenter la perméabilité du système (Grant et al., 2013). D'autres processus tels que la microfracturation du granite sain sollicité peuvent conduire à faire évoluer la productivité du réservoir.

Enfin, la stimulation hydraulique consiste à injecter d'importants volumes de fluides à des pressions suffisamment élevées pour réactiver les fractures situées à proximité du puits, en induisant notamment leur cisaillement (Gentier et al., 2005; Rachez and Gentier, 2010). Le potentiel de réactivation des fractures dépend entre autres de leur géométrie ainsi que du champ de contrainte *in situ*. Ces paramètres peuvent être mesurés directement à l'aide de capteurs, ou peuvent être déduits en analysant des images de la paroi du puits de forage. L'évaluation préalable de ces caractéristiques est donc une phase clef de la mise en place des campagnes de stimulation hydraulique.

Une stratégie de développement est définie en fonction des caractéristiques géologiques du site et met généralement à profit une ou plusieurs de ces techniques de stimulation. Ces opérations consistent en des interventions d'envergure qui mettent en jeu des processus chimiques, thermiques et mécaniques dont il est essentiel de surveiller et maîtriser les répercussions sur le sous-sol. Chacune d'entre elles implique l'injection de volumes de fluides dans le puits, et ces

opérations s'accompagnent communément d'une activité du sous-sol. Elle se caractérise par une faible sismicité telle que  $M_L < 2.0$  : on parle dans ce cas de micro-sismicité induite (Cuenot et al., 2008).

### 1.1.3 Présentation d'un pilote-scientifique : le site de Soultz-Sous-Forêts

Historiquement, l'expérience acquise sur le site de Soultz-Sous-Forêts (Alsace, France) a contribué à améliorer la compréhension des processus ayant cours dans le sous-sol pendant le développement et l'exploitation de réservoirs géothermiques fracturés. Les expériences menées à Soultz-Sous-Forêts (voir Fig. 1.1 pour la localisation du village alsacien) ont donc hautement contribué à la naissance du concept d'EGS (Dezayes et al., 2005; Genter et al., 2010). Des forages profonds (entre 3 600 et 5 000 mètres) y ont été réalisés dans le socle granitique sous couverture, au sein du fossé rhénan. Le développement de ce projet scientifique a fortement bénéficié des connaissances accumulées depuis les années 1930 au sujet de l'anomalie thermique locale et de la fracturation du socle granitique. Le gradient géothermique peut atteindre localement  $100 \text{ }^\circ\text{C.km}^{-1}$ , ce qui excède largement le gradient géothermique moyen de  $30 \text{ }^\circ\text{C.km}^{-1}$ . Les forages recoupent, dans leurs parties ouvertes, un réseau complexe de failles et de fractures. Cette fracturation naturelle du bâti profond entraîne de la circulation d'une saumure à environ  $100 \text{ g.L}^{-1}$ . La température du fluide caloporteur s'échelonne entre  $180 \text{ }^\circ\text{C}$  et  $200 \text{ }^\circ\text{C}$  en fond de puits.

Afin d'améliorer la perméabilité autour des puits et leur connectivité aux réseaux de failles naturelles, plusieurs méthodes ont été développées au cours des différentes phases du projet (Nami et al., 2008; Portier et al., 2009; Schindler et al., 2008). Elles reposent sur le principe de la stimulation hydraulique et/ou chimique. Leur objectif est donc de rouvrir les structures existantes en injectant un fluide sous pression, mais aussi d'élargir le réseau par dissolution des remplissages minéraux.

Les opérations de stimulation menées à Soultz-Sous-Forêts montrent que les périodes d'injection sont associées, spatialement et temporellement, à une certaine activité du sous-sol. Elle se caractérise en général par la mesure d'une faible sismicité (Cuenot et al., 2008). Il demeure néanmoins difficile de définir sans équivoque les mécanismes reliant les activités anthropiques à la sismicité observée, compte tenu de l'étendue spatiale de la sismicité et du retard temporel parfois constaté vis-à-vis des périodes d'injection. Nous traiterons de cette ambiguïté dans la section 1.2.1.

Les études menées dans le cadre du pilote scientifique montrent néanmoins que la maîtrise de la sismicité induite par de telles opérations nécessite de contrôler les pressions d'injections exercées au cours des différentes étapes de stimulation. Ce constat est délivré également à une échelle moins locale par Weingarten et al. (2015). Nous verrons que ce résultat a une incidence directe sur notre capacité à anticiper et à réguler la sismicité induite par les activités de géothermie profonde. La tâche est en effet plus aisée que la prévision de la sismicité naturelle, puisqu'il s'agit d'un effet transitoire qui découle de la paramétrisation des activités anthropiques, elle-même contrôlable par l'opérateur.

La collecte massive de données géophysiques dans la région proche de Soultz-Sous-Forêts (contribuant de fait à étendre la connaissance du gradient de température, du champ de contrainte et de la géologie de la région) explique en partie que le projet de géothermie ait été implanté dans cette zone du fossé rhénan. Ces résultats ainsi que l'expérience acquise à Soultz-Sous-Forêts, ont ensuite favorisé le développement de projets de géothermie profonde dans l'ensemble de la région (voir Fig. 1.1) (Aichholzer et al., 2016; Cornet et al., 2007; Dezayes et al., 2005; Dorbath et al., 2010; Evans et al., 2009; Genter et al., 2010; Rummel, 1991; Rummel and Baumgartner, 1991).

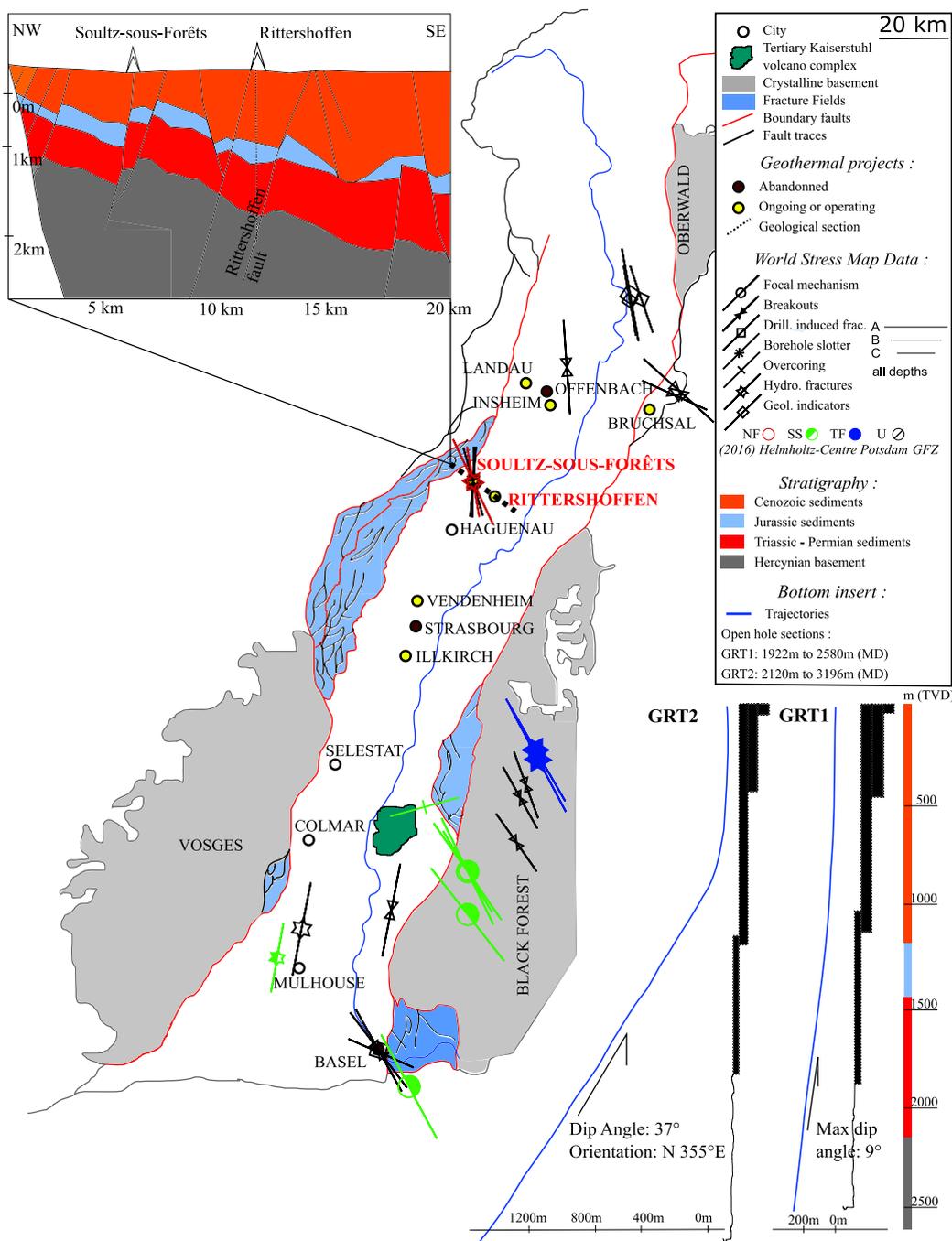


FIGURE 1.1 – Carte géologique et structurale du Fossé rhénan supérieur avec l'emplacement des villages de Rittershoffen et Sultz-Sous-Forêts. La carte montre également l'emplacement d'autres projets géothermiques voisins. Elle comprend les données de la carte mondiale *World Stress Map* (Heidbach et al., 2016). La sous-figure en haut à gauche montre une section géologique mettant en évidence les principales unités traversées par les puits de Rittershoffen et de Sultz-Sous-Forêts (Aichholzer et al., 2016; Baujard et al., 2017). La sous-figure en bas à droite représente la géométrie des puits GRT-1 et GRT-2 forés à Rittershoffen ainsi que les unités géologiques recoupées (d'après Baujard et al. (2015, 2017)). *Source* : Azzola et al. (2019).

#### 1.1.4 Présentation d'un cas d'étude : le projet de géothermie de Rittershoffen

Le projet de géothermie de Rittershoffen est un projet de type EGS initié en 2011 (Baujard et al., 2015, 2017). Le doublet a été foré environ six kilomètres à l'Est de Soultz-Sous-Forêts (voir Fig. 1.1). Le développement du projet a logiquement bénéficié des leçons tirées dans le cadre du pilote scientifique. Son objectif est d'alimenter la bioraffinerie « Roquette Frères » située à 15 km du site d'extraction, en couvrant une part notable (environ 25%) de leurs besoins en eau chaude.

Le puits de production GRT-1, achevé en décembre 2013, est foré jusqu'à une profondeur de 2580 m (MD, profondeur mesurée le long du trou). Il pénètre le socle cristallin à une profondeur de 2212 m MD et cible une structure de faille locale (Baujard et al., 2017; Lengliné et al., 2017; Vidal et al., 2016). La déviation du puits est faible, et demeure inférieure à 9°. Le puits GRT-2 cible la même structure de failles que GRT-1, à plus d'un kilomètre du premier puits. Il a été foré en 2014 à une profondeur totale de 3196 m MD. Il pénètre le socle granitique à une profondeur de 2493.5m MD et est orienté vers le nord avec une forte déviation. La partie du bas de la figure 1.1 détaille la géométrie et l'orientation des deux puits de forage.

Les forages profonds des sites de géothermie de Rittershoffen et de Soultz-Sous-Forêts pénètrent des couches sédimentaires du Cénozoïque et du Mésozoïque qui recouvrent un socle cristallin hercynien constitué de roches granitiques altérées et fracturées (Aichholzer et al., 2016). Les études géophysiques ont montré que les fractures naturelles étaient particulièrement développées dans les grès des Vosges et dans les grès d'Annweiler de la couche sédimentaire du Permien, ainsi que dans le socle granitique. Les unités géologiques pénétrées par les forages profonds de ces sites de géothermie sont représentées sur la figure 1.1.

Les premiers essais hydrauliques réalisés à Rittershoffen ont montré que l'injectivité du puits GRT-1 était insuffisante pour assurer l'exploitation industrielle de la ressource géothermique. La connectivité entre le puits et le réseau de fractures naturelles a donc été augmentée grâce à une stratégie de développement divisée en trois étapes. La stimulation thermique du puits a été réalisée en avril 2013. Elle consistait en l'injection de volumes de fluide d'une température d'environ 12°C. La surpression maximale mesurée en tête du puits a atteint environ 2.8 MPa. La stimulation chimique, au cours de laquelle un bio-acide a été injecté dans des zones délimitées de GRT-1, est réalisée au cours du mois de juin 2013. Enfin, la stimulation hydraulique, opérée le même mois, consistait à injecter des volumes d'eau modérés dans la section ouverte du puits, à des débits allant de 10 L.s<sup>-1</sup> à 80 L.s<sup>-1</sup>. Le programme de développement a permis de multiplier l'injectivité du puits de production GRT-1 par cinq (Baujard et al., 2017).

Cette campagne de stimulation s'est accompagnée d'un important suivi sismique qui a permis de préciser la structure de la faille de Rittershoffen ainsi que de caractériser la taille du réservoir (Lengliné et al., 2017; Maurer et al., 2015). La figure 1.2 caractérise la sismicité induite lors de la stimulation du puits GRT-1, sous forme de carte. Nous y représentons la sismicité mesurée lors de l'injection hydraulique (points rouges) ainsi que la sismicité retardée, mesurée jusqu'à 4 jours après l'arrêt de l'injection (points bleus) (issu de Lengliné et al., 2017). La figure montre que la sismicité induite par les opérations de stimulation peut être répartie spatialement, mais que la survenue de ces événements peut également s'étendre dans le temps jusqu'à quelques jours après l'arrêt des injections. Nous adaptons en particulier le nuage sismique représenté dans la figure par une ellipse dont le diamètre principale est d'une longueur d'un kilomètre.

Dans le cadre de ce manuscrit, nous porterons une attention particulière au projet géothermique de Rittershoffen qui constitue un cas d'étude de référence pour le modèle numérique présenté au chapitre 4. Les données relatives à ce projet de géothermie, tantôt géologiques, structurales que sismiques, permettront de tester la pertinence du modèle proposé et de donner un cadre concret aux méthodes numériques développées dans le cadre de la thèse.

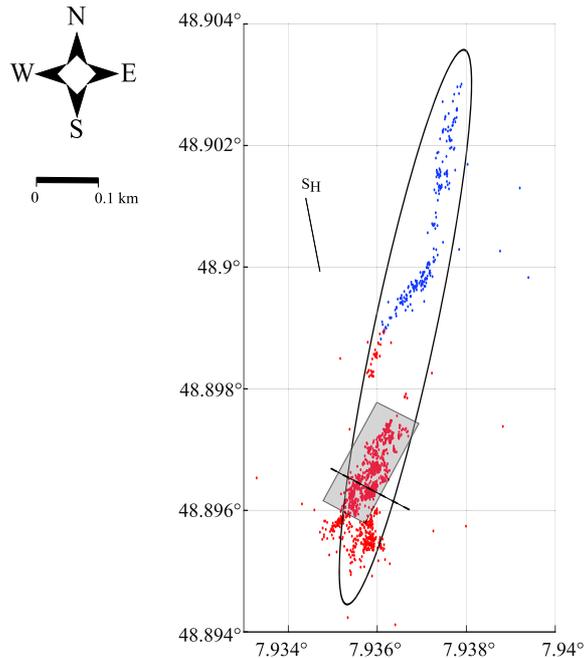


FIGURE 1.2 – Vue cartographique de la sismicité induite lors de la stimulation du puits GRT-1 (issu de Lengliné et al. (2017)). Le domaine représenté est localisé dans la carte de la figure 1.4. En rouge, la sismicité mesurée lors de l’injection hydraulique et en bleu, la sismicité retardée, mesurée jusqu’à 4 jours après l’arrêt de l’injection. Le rectangle gris représente le meilleur plan d’ajustement à la sismicité enregistrée pendant l’injection. Le nuage de sismicité est ajusté par une ellipse dont l’axe principal est d’une longueur de 1000 m et est dirigé dans la direction de la faille. *Source* : Lengliné et al. (2017).

Les exemples de Soultz-Sous-Forêts et de Rittershoffen démontrent entre autres que le développement futur de la géothermie profonde et des projets basés sur les méthodes EGS, dépend des capacités à développer un échangeur de chaleur au rendement économique satisfaisant, tout en assurant la pérennité de l’exploitation. Il dépend donc également des capacités à évaluer, gérer et atténuer les risques relatifs aux activités d’envergure menées dans le cadre de tels projets.

## 1.2 Exploitation de la ressource géothermique et activité du sous-sol : nécessité du suivi permanent de la dynamique du sous-sol

Le développement de ces échangeurs thermiques en zones péri-urbaines se confronte donc aux problématiques liées à l’activité du sous-sol accompagnant usuellement les opérations de production et de développement (Bachmann et al., 2012; Cornet and Röckel, 2012; Cornet et al., 1997; Ellsworth, 2013; Ellsworth et al., 2015).

L’injection ou le prélèvement d’importants volumes de fluide entraîne notamment une augmentation de la pression interstitielle. La perturbation des contraintes *in situ* peut entraîner localement la rupture de la masse rocheuse. L’écoulement forcé de fluides dans une fracture modifie les propriétés physiques du matériau et entraîne une réponse élastique de la masse rocheuse (Bagheri et al., 2005; Jaeger and Cook, 2009).

La sismicité induite peut aussi être un effet indirect de ces activités anthropiques. Les injections et les extractions de volumes de fluide conduisent en effet à la déformation continue du réservoir, menant potentiellement au déclenchement de la phase de nucléation d’événements sismiques (Keranen et al., 2014; Weingarten et al., 2015). Néanmoins, les opérations menées sur les sites de géothermie profonde sont généralement associées à une activité caractérisée de microsismique, les magnitudes mesurées étant faibles et non-perceptibles en surface.

Les opérations d'injection peuvent éventuellement être à l'origine de mouvements non-sismiques (ou asismiques) dont la cinétique est trop lente pour générer la propagation d'ondes élastiques et ainsi être détectés par le réseau de surveillance sismique. La déformation asismique constitue un processus important des opérations liées aux sites de géothermie profonde (Cornet and Röckel, 2012; Cornet, 2016; Zoback et al., 2012). Cornet (2016) démontre par exemple que de tels processus peuvent affecter des volumes équivalents à ceux associés à des séismes de magnitude 5, sans générer la propagation d'ondes élastiques. Ces glissements asismiques sont associés à d'importantes perturbations de contraintes qui peuvent se développer progressivement après l'arrêt des injections de fluide. Les études portant sur les stimulations du réservoir de Soultz-Sous-Forêts (Bourouis and Bernard, 2007; Cornet et al., 2007, 1997) et de Rittershoffen (Lengliné et al., 2017) suggèrent qu'une part notable de la déformation serait d'origine asismique.

Dans la plupart des cas, les activités menées dans le cadre de tels projets génèrent donc un ensemble d'événements sismiques regroupés de faible magnitude, si bien qu'ils n'ont aucune conséquence socio-économique sur l'exploitation. Les trois exemples cités dans les paragraphes suivants montrent néanmoins qu'il est nécessaire de suivre la dynamique du réservoir de manière permanente, afin de limiter les risques d'induire des événements sismiques majeurs ou de provoquer la déformation fortuite du sous-sol (Kraft et al., 2009). Les séismes induits par des opérations en lien avec l'exploitation et le développement de réservoirs fracturés ont causé la clôture de sites de géothermie profonde, questionnent la viabilité de tels projets sur le plan socio-économique et détériorent l'opinion que porte la population vis-à-vis des projets EGS.

### **1.2.1 L'exemple des événements sismiques de la région de Pohang (Corée du Sud)**

Les études qui soulèvent un rapport de cause à effet entre les injections de fluides et la sismicité mesurée, se heurtent souvent à un obstacle lié à l'interprétation des mesures. En effet, il est difficile d'établir un lien de causalité sans équivoque entre les opérations anthropiques et la sismicité mesurée. Comme en atteste par exemple la figure 1.2, un décalage temporel (entre la période de pompage et la date de la mesure sismique) et spatial (entre la zone ciblée par les opérations et la localisation de la sismicité) est souvent observé (Ellsworth, 2013). De plus, les séismes naturels et les événements induits ne peuvent être distingués à partir des enregistrements sismiques. Il est généralement nécessaire d'établir un enchaînement de preuves consistant et convaincant pour différencier les événements induits des événements naturels.

L'événement de Pohang (Corée du Sud) a été le plus important et le plus dévastateur qui ait été associé à un système EGS, ce qui en fait un cas d'étude important pour l'industrie géothermique mondiale. Le 15 novembre 2017, un événement sismique d'une magnitude  $M_W$  de 5.5 a frappé la région de Pohang, ce qui en fait un événement historique à l'échelle du pays. Celui-ci a causé des dégâts considérables dans la ville de Pohang et a blessé environ 70 personnes. Il a été précédé par l'événement sismique de Gyeongju, le 12 septembre 2016, qui s'est produit environ 30 km plus au sud sur une faille majeure traversant la région de Pohang (Grigoli et al., 2018).

Le fait qu'un site EGS ait été opérationnel à proximité de Pohang a rapidement suscité un important débat public, car des milliers de mètres cubes d'eau y ont été injectés sous pression entre le début de l'année 2016 et le mois de septembre 2017. Dans ces circonstances, un lien de cause à effet a rapidement été suggéré entre les activités anthropiques et les importants séismes survenus dans cette région, celle-ci étant de plus considérée comme stable d'un point de vue sismique.

Grigoli et al. (2018) situent l'hypocentre de l'événement de novembre 2017 à moins de 1 km au sud-est du lieu d'injection de fluide, à la même profondeur que la zone ciblée par les opérations anthropiques. Les localisations et les mécanismes focaux suggèrent l'activation d'un système de failles précédemment non cartographié. La correspondance entre la zone d'injection et la localisation du choc principal ainsi que ses réplique favorise donc l'hypothèse selon laquelle la séquence du séisme de Pohang serait d'origine anthropique.

Plus récemment, Woo et al. (2019) ont conduit une analyse sismique étendue des séismes qui ont eu lieu autour du site EGS au cours des 10 dernières années. L'étude résulte en un ensemble de preuves démontrant que le séisme de Pohang de magnitude  $M_W$  5.5 a été amorcé au niveau d'une zone de faille soumise à des contraintes critiques. L'événement sismique résulterait donc, du fait de l'activité anthropique, de la libération de l'énergie de déformation accumulée sous l'effet des contraintes tectoniques.

Dans ce contexte-là, il est capital d'évaluer la zone d'implantation de futurs sites géothermiques afin d'identifier de potentielles zones de faille actives, tout en contrôlant ensuite l'activité du sous-sol de manière continue (Grigoli et al., 2018).

### 1.2.2 L'exemple du développement du réservoir de Bâle (Suisse)

Considérons ensuite l'exemple du projet EGS de la ville de Bâle, dans l'Ouest de la Suisse. Environ 13 500 événements sismiques ont été détectés pendant la phase de stimulation, d'une durée de six jours (Dyer et al., 2010). Un séisme de magnitude  $M_L$  2.6, survenu au début du mois de décembre 2006, a dépassé le seuil de sécurité impliquant l'interruption des opérations d'injection, ce qui se traduit par le « *shut in* » du puits stimulé. La pression à l'intérieur du système stimulé est alors usuellement purgée afin de sécuriser le puits ainsi que le site d'exploitation. Ces opérations de dépressurisation, qualifiée de « *bleeding off* », sont effectuées avec un degré de contrôle élevé pour éviter l'effet d'une dépressurisation soudaine.

Malgré l'interruption des opérations, un événement majeur de magnitude  $M_L$  3.4 a été enregistré environ 5 h après l'arrêt des injections et a causé des dommages structuraux importants à proximité du site d'exploitation. Ces dégâts ont donné lieu à des réclamations d'assurance dépassant 7 M\$ US (Kraft et al., 2009). Au cours des 56 jours suivants, trois événements sismiques de magnitude supérieure à  $M_L$  3 ont été enregistrés (Håring et al., 2008), et ont entraîné l'arrêt définitif du projet en 2007, après une étude détaillée des risques.

Hillers et al. (2015b) mettent en évidence *a posteriori* que les activités liées à la stimulation du puits ont induit une déformation transitoire asismique du sous-sol.

### 1.2.3 L'exemple du développement du réservoir de Saint Gall (Suisse)

Enfin, mentionnons le cas du projet EGS développé près de Saint-Gall, dans l'Est de la Suisse. Celui-ci visait à exploiter des ressources géothermales circulant dans des failles préexistantes, localisées dans une formation calcaire du bassin molassique. La campagne de développement incluait un test d'injection à petite échelle, opéré en juillet 2013, et deux étapes de stimulation acide. Ces opérations se sont accompagnées d'une faible activité sismique ( $M_L < 0.2$ ).

Lors de ces opérations, une fuite de gaz a été mise en évidence. Le « *gas-kick* » a conduit à l'arrêt des injections. L'évolution des pressions en tête de puits menaçait alors l'intégrité du forage et la sécurité de la zone. Ceci a conduit les opérateurs à pomper la boue de forage dans le puits. Ces opérations ont conduit à une augmentation significative de la sismicité et au déclenchement du niveau d'alerte nécessitant l'arrêt du pompage. Afin de sécuriser le site, les opérateurs ont néanmoins poursuivi la procédure, si bien que la sismicité a culminé avec un événement de magnitude  $M_L$  3.5.

L'analyse des enregistrements micro-sismiques a permis d'identifier, de manière rétrospective, des processus expliquant cette évolution subite de la sismicité induite. Diehl et al. (2014) ont montré que la zone de faille visée était non seulement orientée favorablement à la rupture par rapport au champ de contrainte régional, mais qu'elle était également proche de la rupture.

#### 1.2.4 Prévision de la sismicité induite et surveillance de l'activité du sous-sol

Des systèmes de précaution sont mis en place dans le cadre de telles opérations afin de minimiser les risques liés à la sismicité induite. Ils reposent usuellement sur un système de feux tricolores, et sur la définition de seuils de sismicité au-delà desquels les opérations sont interrompues. Les injections opérées dans les puits de Saint Gall et de Bâle ont par exemple déclenché le niveau d'alerte nécessitant l'interruption des opérations, bien que les opérateurs soient ensuite intervenus afin de sécuriser la zone de forage. Un tel système ne permet pas, en l'état, d'anticiper des processus lents et progressifs. Bien qu'il ait un effet positif sur l'acceptation générale du projet, en définissant notamment un cadre contraignant aux opérations d'injection, un tel dispositif est donc insuffisant à appréhender efficacement la déformation du sous-sol.

La plupart des approches de surveillance se concentrent sur la phase de stimulation des systèmes EGS. Elles reposent sur des techniques ayant pour objectif de prévoir la sismicité induite par les opérations ayant cours sur le site d'exploitation. Si la sismicité résulte du paramétrage des opérations d'injection, il s'agit idéalement de fournir des mesures à l'utilité quasi-immédiate aux opérateurs, afin de planifier les schémas d'injection en temps réel.

Lors des phases de développement et au cours de l'exploitation de ces échangeurs de chaleur, un réseau sismique sensible permet d'enregistrer la réponse sismique aux opérations ayant cours sur le site (Wohlenberg and Keppler, 1987). La caractérisation de la sismicité induite permet notamment d'estimer les propriétés hydrauliques des roches ainsi que le champ de contraintes local et régional, ou bien encore d'évaluer la taille du réservoir. Des modèles de prévision statistique emploient de plus les catalogues d'événements afin de prévoir l'évolution du taux de sismicité, par rapport à un taux de sismicité de fond ou naturel. En se basant sur la description générale du profil de la sismicité, ces approches stochastiques conduisent à évaluer les aléas sismiques en temps réel. Ils se fondent plus précisément sur la description de motifs de répétition dans le moment, l'amplitude et l'emplacement des événements sismiques.

Les séquences d'événements induits constituent en effet un cas manifeste d'occurrences non-aléatoires : elles se traduisent par une augmentation apparente du taux d'activité sismique, qu'il est possible de relier à la fois temporellement et spatialement avec les opérations d'injection. La combinaison de lois empiriques (parmi lesquelles la relation d'Omori, décrivant le déclin temporel de l'activité sismique), permet de développer des modèles prédictifs décrivant la probabilité de futurs événements, compte tenu de relevés sismiques antérieurs. Des modèles ETAS (Epidemic Type Aftershock Sequences) permettent en particulier de quantifier le regroupement spatio-temporel de ces événements.

Shapiro et al. (2007) proposent une méthodologie permettant de prévoir l'amplitude de séismes induits, au cours du développement du réservoir et à partir d'un catalogue préexistant d'événements. Bachmann et al. (2011) ouvre des perspectives pour la surveillance probabiliste de la sismicité, en proposant un modèle qui pourrait servir à concevoir un système d'alarme applicable aux sites EGS. Néanmoins, de telles méthodes ne tiennent pas compte des interactions complexes qui existent entre les différents mécanismes mobilisés dans le sous-sol lors de ces opérations. Soulignons également le fait que ces approches stochastiques sont fortement dépendantes de la répartition spatiale et temporelle des événements sismiques. Le risque de produire un événement sismique potentiellement dommageable et/ou ressenti par la population, mais aussi d'induire la déformation fortuite du réservoir, ne peut donc être écarté par ces méthodes sismiques classiques. Pour une évaluation constante et durable de l'évolution des propriétés des réservoirs, il est donc important de développer et d'appliquer des outils qui fonctionnent indépendamment de la sismicité mesurée.

Le développement de modèles déterministes, se concentrant sur la description des processus physique sous-jacents, permet également d'atténuer les risques liés à la sismicité induite. Ceux-ci ont l'avantage de prendre en compte les caractéristiques du sous-sol et d'estimer l'impact de la circulation des fluides sur le champ de contrainte. Contrairement aux approches décrites précé-

demment, la sismicité induite ne constitue pas une donnée du modèle, et les résultats ne sont pas délivrés en termes de sismicité. En revanche, les mesures de contrainte, de déformation et les pressions délivrées par ces modèles sont traduits *a posteriori* en occurrence d'événement. Ces modèles demeurent difficiles à calibrer. Dans le cadre des applications en géothermie, les changements de contrainte sont dus à de nombreux effets cumulés, dont la description nécessite de caractériser finement le système (p. ex., ses propriétés mécaniques, l'état initial de contrainte) mais aussi de caractériser précisément sa dynamique (p. ex., les critères de rupture de la roche, les caractéristiques de frottement), ce qui suppose de compiler de nombreuses données et d'évaluer l'impact de nombreuses incertitudes.

Gaucher et al. (2015) et Grigoli et al. (2017) proposent des revues synthétiques, décrivant les simulateurs numériques de changement de contraintes et les modèles de sismicité induite couramment utilisés pour des applications en géothermie profonde. Une piste prometteuse pour le contrôle de la sismicité induite semble l'émergence de méthodes hybrides, basées à la fois sur le traitement quasi immédiat des relevés sismiques antérieurs (à partir d'approches stochastiques), et sur la description des processus physiques sous-jacents (au moyen de modèles géophysiques) (Gaucher et al., 2015; Grigoli et al., 2017; Huenges et al., 2018). De telles approches permettent d'envisager le développement de boucles de décision avancées, qui fonctionnent de manière similaire au système de feux tricolores précédemment évoqué.

Afin de suivre et visualiser la déformation *continue* du réservoir, afin de détecter la phase de nucléation d'événements sismiques potentiellement importants, mais aussi de suivre en permanence l'évolution du réservoir ou d'optimiser la production, et ce, à moindre coût, il est nécessaire de mettre au point des méthodes de surveillance susceptibles de différer de ces techniques conventionnelles, issues de l'industrie pétrolière et gazière (Cornet and Röckel, 2012; Cornet, 2016; Grigoli et al., 2018; Wei et al., 2015; Zoback et al., 2012).

## 1.3 L'interférométrie sismiques au profit de la surveillance des réservoirs géothermiques profonds

### 1.3.1 Présentation des méthodes et principaux domaines d'application

Nous nous intéressons particulièrement, dans le cadre de cette thèse, au développement de méthodes de surveillance *passives*, permettant un suivi *permanent* et *non-intrusif* de la structure étudiée. Dans ce contexte-là, le bruit sismique ambiant constitue une source avantageuse d'enregistrements. Il s'agit en effet d'une source systématique et permanente de signaux sismiques, qui fournit des données abondantes aux stations installées autour des sites de géothermie profonde. Des approches basées sur l'étude du bruit sismique ambiant (ANI) se sont montrées pertinentes afin de suivre en continu l'évolution de réservoir de type EGS (Lehuteur, 2015; Lehuteur et al., 2014, 2018), ou bien l'évolution de systèmes géothermiques hydrothermaux (Sanchez-Pastor et al., 2019). Plus généralement, ces méthodes ont permis de suivre des changements intervenant dans des structures géologiques complexes comme des volcans (p.ex. Brenguier et al., 2011; Duputel et al., 2009), des zones de failles (p.ex. Brenguier et al., 2008) ou de surveiller des perturbations en lien avec des glissements de terrain (p.ex. Mainsant et al., 2012).

Le développement de cette méthode de suivi est fondé principalement sur deux théories : l'interférométrie d'ondes de *coda* (CWI), et l'interférométrie sismique (SI). Nous détaillons le principe de ces méthodes de manière approfondie dans la section 2.1. Nous profitons de ce chapitre introductif pour introduire le lecteur aux notions nécessaires à la présentation des problématiques auxquelles s'attaquent les études décrites dans la suite du manuscrit. La SI conduit typiquement à délivrer des informations sur la fonction de Green<sup>2</sup> à partir de la corrélation croisée du bruit

2. la fonction de Green décrit, pour deux points du milieu, la propagation des ondes entre ces points et contient toute l'information sur les différents modes de propagation des ondes.

sismique ambiant acquis en des stations sismiques distinctes (voir Campillo and Roux (2015) et Nakata et al. (2019) pour des revues synthétiques de la méthode). La CWI permet quant-à-elle de comparer chronologiquement les signaux sismiques reproductibles ainsi générés.

En sursaisissant notamment la stabilité des sources de bruit, la corrélation croisée des enregistrements conduit donc à obtenir des signaux dont la comparaison chronologique permet d'étudier l'évolution du système sondé par le champ d'ondes étudié (Brenguier et al., 2008; Campillo and Roux, 2015; Sens-Schönfelder and Wegler, 2011; Sens-Schönfelder et al., 2014). Ce suivi s'effectue notamment au travers des faibles changements qui surviennent dans les propriétés physiques du milieu. Nous verrons en effet dans la section 2.1.2, que de faibles changements dans les paramètres élastiques du matériau affectent *in fine* les formes d'ondes analysées, et que l'étude de ces fluctuations permet d'inférer les changements sous-jacents. Ce sont généralement les parties tardives de ces signaux qui sont analysées pour atteindre la précision souhaitée.

Le développement de l'interférométrie du bruit ambiant fait donc suite à l'émergence de méthodes de surveillance passive basées sur l'interférométrie d'ondes de coda, ou CWI (Snieder et al., 2002). Cette technique conduit à comparer la partie tardive des formes d'ondes enregistrées à différents instants de l'évolution du système. Elle est basée sur la sensibilité du long train d'ondes à la fin des enregistrements, à de légères perturbations moyennes intervenant dans le système échantillonné par le champ d'onde. Cette partie des enregistrements est dénommée la coda, en référence au domaine de la musique et de la danse classique où le mot fait référence à la partie terminale d'une pièce. Le nom provient du latin où il désigne le mot « queue ».

Le changement quantifié entre les formes d'ondes consiste typiquement en une variation de la phase (ou un retard de temps de parcours dans le domaine temporel), mais aussi en une variation de la cohérence des signaux, qui quantifie un changement de covariance (ou de similarité, dans le domaine fréquentiel). Dans la section 2.1.1, nous introduisons la notion d'onde de coda de manière empirique, et nous décrivons les deux type de changements quantifiés par CWI.

L'analyse du bruit ambiant ouvre donc des perspectives intéressantes pour suivre les perturbations induites par des opérations géotechniques telles que le pompage ou l'injection de volumes de fluide. De telles techniques ont été utilisées avec succès pour suivre l'évolution chronologique de structures diffusives, dans des domaines divers et à des échelles variées. Compte tenu de la multiplicité de ces domaines d'application, ces études conduisent à analyser des champs d'onde et des milieux de propagation dont la typologie est variable. La nature du milieu de propagation, à savoir son échelle et sa composition, est souvent discutée puisqu'elle contrôle le régime de propagation des ondes et que ce paramètre contraint l'applicabilité des techniques mentionnées. Le tableau 1.1 récapitule à ce titre les principales caractéristiques (échelle et gamme de fréquences étudiées) des grands domaines d'application et permettra de donner un cadre d'application aux différentes études décrites dans le manuscrit.

TABLEAU 1.1 – Tableau récapitulatif des domaines d'application des techniques interférométriques. La gamme de fréquence ciblée ainsi que l'échelle d'étude est spécifiée pour chaque domaine défini.

Domaine	Acoustique de laboratoire	Sismique subsurface	Sismique	Sismique grande échelle
Echelles	cm	100 m	km	>10 km
Gamme de fréquence	MHz - kHz	100 – 10 Hz	10 – 1 Hz	1 – 0.01 Hz

Les études menées dans le cadre de la thèse concernent deux de ces domaines d'étude en particulier : l'acoustique de laboratoire et la sismique. Dans le cadre des expériences menées à l'échelle du laboratoire, les dimensions du milieu de propagation seront centimétriques à pluricentimétriques et le champ d'onde étudié sera caractérisé par des fréquences de l'ordre de la centaine de kilohertz (Chapitre 2 et 3). Dans le second cas (Chapitre 4), nous étudions un système aux dimensions du réservoir (pluri-kilométrique). Dans cette étude nous nous focaliserons sur l'analyse de la bande de fréquences de 1 à 3 Hz.

### 1.3.2 Application des méthodes basées sur l'analyse du bruit sismique ambiant au suivi des réservoirs géothermiques profonds

Afin de suivre l'évolution du réservoir de manière non-intrusive et de façon permanente, les paragraphes précédents encouragent le développement de méthodes de *monitoring* basées sur l'analyse du bruit sismique ambiant et sur l'utilisation de techniques de CWI.

Les méthodes d'interférométrie sismique ont été utilisées pour sonder les systèmes géothermiques EGS (Hillers et al., 2015b; Lehujeur et al., 2014; Obermann et al., 2015) et, plus récemment, pour le *monitoring* à court et long terme de systèmes hydrothermaux (Sanchez-Pastor et al., 2019).

L'application de telles méthodes a notamment permis de discuter de la détection, du suivi et de l'imagerie de la déformation asismique transitoire intervenant suite au développement du réservoir de Bâle, en 2006 (Hillers et al., 2015b). Les auteurs ont démontré que la déformation lente du sous-sol a été amorcée au moment de l'injection de fluide et a culminé environ 15 jours après l'arrêt des opérations. Même si ces résultats ont été produits *a posteriori*, ils démontrent l'intérêt d'utiliser une telle approche pour suivre l'activité du sous-sol de manière passive et permanente. Une telle approche ne nécessite pas l'acquisition, au préalable, d'un catalogue de sismicité.

Obermann et al. (2015) relient les opérations menées sur le site de géothermie de St Gall à une diminution significative de la cohérence des corrélations croisées de bruit sismique ambiant (voir Fig. 1.3). Les auteurs démontrent que la perte de cohérence commence avec l'injection d'eau et d'acide dans le puits. Elle est maximale au moment du « *gas kick* » et de l'événement sismique de magnitude  $M_L$  3.5. En revanche, d'autres opérations menées par l'opérateur au préalable, comme l'essai de production du 19 octobre, n'ont eu aucune répercussion notable sur la cohérence des signaux comparés. Trois scénarios sont énumérés pour expliquer cette perte de cohérence, les deux premiers impliquant la présence de gaz dans le sous-sol, tandis que le troisième scénario dépend de la présence d'une faille précontrainte.

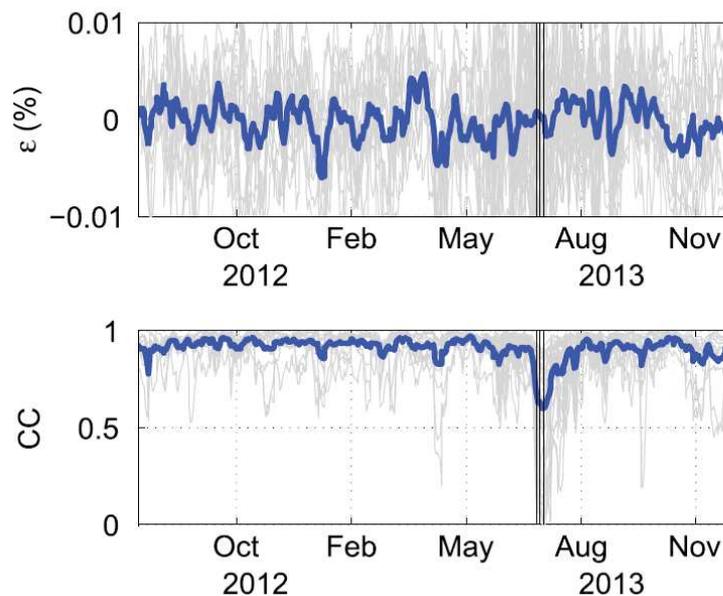


FIGURE 1.3 – (a) Série chronologique des changements de vitesse apparente des ondes et (b) variation temporelle de la cohérence des signaux comparés. Les lignes bleues indiquent les séries moyennes, mesurées à partir des résultats de l'analyse des enregistrements de toutes les paires de stations considérées. Les lignes verticales marquent la date de l'essai d'injection et du séisme de magnitude  $M_L$  3.5. *Source* : Obermann et al. (2015)

En ce qui concerne les projets de géothermie de Soultz-Sous-Forêts et de Rittershoffen, l'application de telles méthodes s'est avérée pertinente pour imager et surveiller le réservoir géothermique exploité dans la région du nord de l'Alsace (Lehuteur, 2015). Le réseau sismique (RT) déployé à proximité de Rittershoffen est opérationnel depuis 2012 (voir Fig. 1.4). Il est constitué de stations sismiques permanentes comprenant des capteurs 1 Hz (L4C 3D) à 3 composants numérisés par Quanterra Q330S à 100Hz ou 200Hz (Lehuteur, 2015). Les enregistrements délivrés par le réseau ont récemment été analysés dans différentes bandes de fréquences, allant de 0.2 à 11 Hz (Kula et al., 2018).

L'analyse des enregistrements délivrés par le réseau sur une période de plusieurs années permet d'envisager d'extraire diverses informations à propos de l'évolution du système. La figure 1.5 représente les résultats issus de l'analyse de la composante Nord du bruit sismique ambiant enregistré entre 2012 et 2018 dans les stations RITT et BETS. À titre d'exemple, nous y représentons les mesures issues de l'analyse de la bande de fréquences de 1 à 3 Hz.

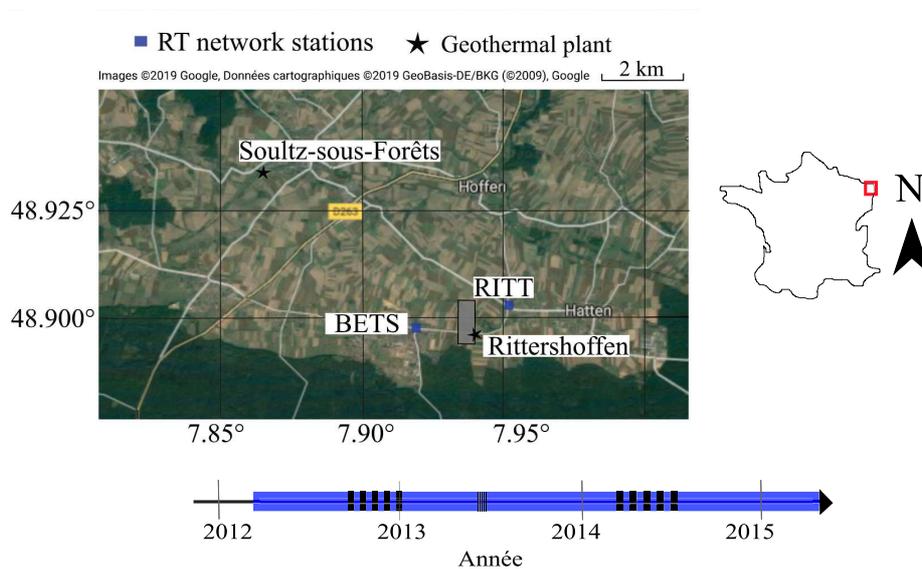


FIGURE 1.4 – Carte indiquant la localisation des site géothermique de Rittershoffen et de Soultz-sous-Forêts ainsi que l'emplacement des stations RITT et BETS du réseau de surveillance (RT) opérant à proximité. La zone grisée représente le domaine de sismicité représenté dans la figure 1.2. La série temporelle du bas présente la disponibilité des mesures du réseau (RT). Les principales étapes du développement du projet géothermique de Rittershoffen sont représentées sous forme d'intervalles hachurés (respectivement forage du puits GRT-1, stimulation de GRT-1 et forage du puits GRT-2).

Appliquées à un réseau sismique permanent, les techniques basées sur l'analyse du bruit sismique ambiant pourraient aider à appréhender et à mieux comprendre les dynamiques de réservoir. Elles contribueraient à limiter les risques associés au développement du réservoir et à l'exploitation des ressources. La portée de ces méthodes ne se limite pas au cadre de la géothermie, mais s'étend également à différents domaines de géo-ingénierie (production de ressources, gestion de déchets ou stockage de CO<sub>2</sub>).

Dans le cas de la géothermie profonde, elles ouvrent des perspectives afin de donner un retour direct aux ingénieurs opérants sur le site dans divers contextes géotechniques (injection de fluide, stimulations hydrauliques, chimiques et thermiques).

### 1.3.3 Interprétation des mesures d'interférométrie et développement de la problématique de l'étude

Si les résultats présentés dans les derniers paragraphes incitent à appliquer les méthodes basées sur l'analyse du bruit sismique ambiant afin de surveiller l'évolution du réservoir de manière quasi-instantanée, certaines difficultés, liées notamment à l'interprétation des séries temporelles et à l'identification des processus physiques à l'origine des mesures de CWI, demandent une meilleure compréhension des mesures. Les paragraphes précédents démontrent en effet qu'il est nécessaire d'interpréter les observations délivrées par ces méthodes d'interférométrie *a posteriori*, afin de les traduire en termes d'événements précurseurs ou de processus physiques. Les phénomènes à l'origine des variations observées dans les séries temporelles ne sont néanmoins pas identifiés sans ambiguïté. De manière plus générale, un lien clair entre les processus physiques impliqués dans l'évolution du milieu et les changements quantifiés par CWI, n'a pas été clairement décrit. Une meilleure compréhension des mesures de CWI est donc globalement nécessaire afin d'interpréter précisément l'évolution des observations, en particulier en termes de déformations et de contraintes appliquées à des masses rocheuses au sein du réservoir. Ceci constitue une étape préliminaire à l'application de ces méthodes pour le suivi du réservoir profond.

D'un point de vue terminologique, nous ferons une distinction entre les processus physiques à l'origine des mesures de CWI, et l'ensemble des tensions appliquées au système, induisant la réponse mécanique du matériau. Nous distinguerons donc,

- la *perturbation* appliquée au milieu de propagation, par exemple un chargement thermique ou mécanique, induisant une certaine réponse mécanique du matériau,
- et les *changements* induits dans le matériau ou le milieu de propagation, conduisant à définir des processus physiques à l'origine des mesures de CWI.

Nous considérons principalement deux axes d'étude.

**Quels sont les processus physiques à l'origine des changements observés par CWI?** L'identification de ces processus physiques est importante afin de discerner les changements qu'il est possible d'inférer à partir de mesures chronologiques de CWI. Déterminer l'identité de ces processus est aussi nécessaire afin de développer des modèles permettant de restituer l'effet d'une certaine perturbation sur les mesures, afin de tester la sensibilité des observations vis-à-vis de certaines dynamiques de réservoir, par exemple.

Les mesures de CWI permettent typiquement de quantifier des changements survenant dans les formes d'ondes. Ces changements sont généralement observés en termes de *déphasages*, ce qui correspond, dans le domaine temporel, à un *retard* dans le temps de parcours des ondes. L'interprétation en termes physiques de cette grandeur relève alors d'un certain formalisme. Il est légitime de distinguer différentes contributions aux retards temporels observés : les participations liées à une variation de la vitesse des ondes élastiques se propageant dans le milieu, et la contribution relative à une altération de la géométrie du système.

L'approche classique suit les travaux de (Snieder et al., 2002). Les déphasages ou retards temporels observés entre les formes d'ondes sont attribués à un changement dans les propriétés physiques des matériaux qui induit une modification de la vitesse des ondes propagées dans le milieu. Les effets de la déformation géométrique du milieu sont négligés car considérés comme étant de quelques ordres de grandeur inférieurs à l'effet de vitesse. L'approche développée ici vise à étudier le partitionnement entre les différentes contributions aux mesures de CWI.

- Nous chercherons à distinguer les différentes contributions aux mesures de CWI.
- Nous souhaitons quantifier d'une part, la contribution relative aux variations de vitesse des ondes, et d'autre part, la contribution géométrique mentionnée ci-dessus et liée directement à la déformation du système.

- Nous tâcherons également d'identifier et de décrire les processus physiques impactant la vitesse des ondes à chargement/déformation variable.

Les changements observés par CWI sont typiquement interprétés en termes de temps de parcours, correspondant donc à une évolution de la phase des signaux, mais aussi en matière de *cohérence*. La cohérence entre deux signaux est une mesure, dans le domaine fréquentiel, de leur degré de similarité. Les retards de temps de parcours ( $dt$ ) et les variations de cohérence ( $DC$ ) constituent deux grandeurs physiques complémentaires qui sont délivrées de manière concomitante par les méthodes d'interférométrie.

Des résultats théoriques et expérimentaux ont démontré que la mesure de chacune de ces grandeurs physiques était liée à des processus distincts (Larose et al., 2010; Planes et al., 2014; Rossetto et al., 2011). L'approche suivie dans le manuscrit vise également à développer des méthodes contribuant à distinguer les mécanismes à l'origine de l'observation de chacune de ces grandeurs physiques. L'observation chronologique simultanée de retards de temps de parcours ou bien de pertes de cohérence permettrait donc de nous renseigner sur différents types de changements ayant cours dans le milieu de propagation. De plus, pour un état de chargement donné du système, l'analyse de la distribution spatiale de ces grandeurs permettrait de donner des informations complémentaires sur l'évolution du milieu de propagation.

**Quelles perturbations peuvent solliciter ces phénomènes physiques, de manière à induire des changements détectables dans les formes d'ondes comparées par CWI?** L'étude des processus physiques à l'origine des observations (perte de cohérence et retards de temps de parcours), permet d'envisager le développement de modèles numériques analogiques en capacité de reproduire l'influence d'une certaine perturbation sur les mesures de CWI. Il s'agit d'une étape préliminaire importante à l'interprétation des séries temporelles issues de mesures chronologiques de CWI.

En effet, le suivi de structures géologiques potentiellement à risque dépend de notre capacité à interpréter les signaux, en distinguant les différentes perturbations à l'origine des fluctuations observées dans les séries temporelles. La discussion précédente illustre clairement le potentiel de ces méthodes pour suivre de nombreux phénomènes d'origine naturelle et/ou anthropique dont l'influence sur le système s'étend sur des périodes plus ou moins longues. De nombreuses études rapportent la sensibilité du bruit sismique ambiant vis-à-vis de multiples processus environnementaux. Elles ont démontré un effet sur les mesures de perturbations liées à la modulation des marées (Yamamura et al., 2003), aux précipitations et au contenu variable des aquifères (Sens-Schönfelder and Wegler, 2006), aux changements de pression atmosphérique (Niu et al., 2008), aux effets thermoélastiques induits par les variations de température atmosphérique (Hillers et al., 2015b), ou bien encore à l'évolution des caractéristiques des sources de bruit (Hillers and Ben-Zion, 2011). De manière critique, les fluctuations dans les mesures dues à de tels phénomènes environnementaux, aux effets saisonniers, peuvent avoir une amplitude similaire, voir supérieure, à celles qui résulteraient de dynamiques en lien avec des opérations industrielles/anthropiques.

Considérons à ce titre les observations relatives au site de Rittershoffen. La série chronologique de près de cinq ans mesurée dans la bande de fréquences [1-3] Hz avec un taux d'échantillonnage de 10 jours (Fig. 1.5) montre une tendance saisonnière claire. Une étude numérique plus étendue des effets de perturbations naturelles sur les mesures d'interférométrie est requise afin de comprendre quels sont les mécanismes à l'origine de ces observations. Les fluctuations observées dans les séries temporelles sont de plus la conséquence de multiples perturbations dont les effets dépendent du contexte local. Puisque les séries chronologiques pluri-annuelles résultant de l'analyse du bruit sismique ambiant sont empreintes de l'ensemble de ces processus, il est légitime de questionner leur sensibilité vis-à-vis de changements qui sont liés à l'exploitation géothermique.

En se basant sur le cas d'étude de Rittershoffen, nous développerons une approche prospective cherchant à déterminer numériquement si l'analyse des enregistrements du réseau (RT) permet de détecter et de surveiller des dynamiques de réservoir reliées au développement ou à l'exploitation de la ressource géothermique.

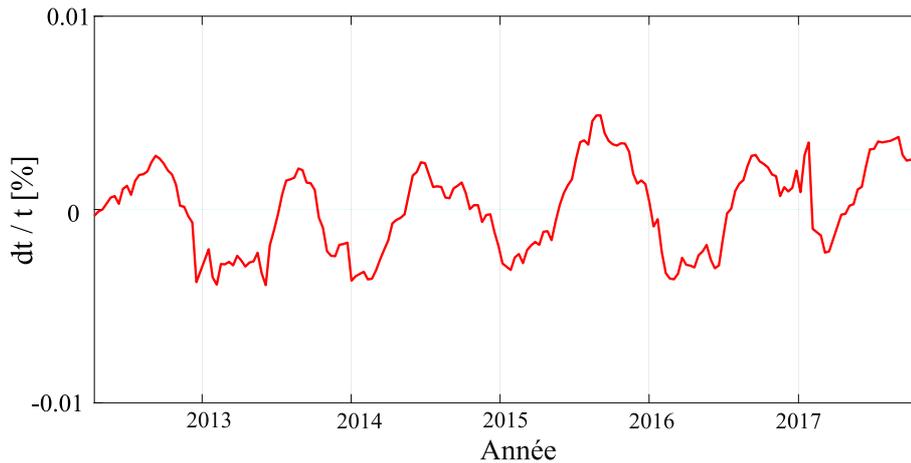


FIGURE 1.5 – Série chronologique des retards de temps de parcours mesurés entre les ondes de la *coda* des signaux reconstruits à partir des enregistrements du réseau (RT) (voir Fig. 1.4). La série chronologique est obtenue avec un taux d'échantillonnage de 10 jours, à partir de la composante Nord du bruit sismique ambiant enregistré aux stations RITT et BETS. Ces mesures sont produites dans la bande de fréquence [1-3] Hz

## 1.4 Présentation de l'approche et structure du manuscrit

Notre approche est basée sur le développement d'un schéma numérique qui vise à étudier la signature sur les mesures de CWI de la déformation élastique du milieu. Le formalisme proposé repose sur la combinaison de deux codes de modélisation discrète : Specfem2D et Code Aster. Le chapitre 2 est dédié à la description du principe de cette approche. Nous y évoquons également des éléments théoriques portant, entre autres, sur les méthodes d'interférométrie employées dans le manuscrit. À titre illustratif, nous appliquons le schéma numérique pour étudier la relation entre la déformation élastique et les retards de temps de parcours observés par CWI. La déformation du milieu est provoquée par le chargement mécanique d'un échantillon représentatif, reproduisant le comportement mécanique et acoustique d'une roche typique de réservoir. Ces mesures sont dédiées à répondre à une question bien précise : est-ce qu'un signal déterministe, en lien avec la déformation du système, peut être identifié à partir des mesures de CWI, en l'absence de variations de vitesses des ondes.

La combinaison d'expériences en laboratoire avec des simulations numériques est essentielle pour interpréter physiquement les observations. Nous basons notre étude, dans le chapitre 3, sur la comparaison de résultats expérimentaux avec des mesures numériques prospectives. L'approche expérimentale comporte, tout comme la démarche numérique, les mêmes parties : la diffusion des ondes sismiques et la déformation du milieu de propagation. Le décryptage d'un effet spécifique reste difficile au moyen d'une seule de ces deux approches, en raison notamment de la complexité structurelle des milieux étudiés et du fort couplage entre les processus : d'une part, on s'attend à ce que les expériences incluent toutes les contributions des processus impliqués et leur couplage complexe, alors que la flexibilité de la simulation numérique ouvre des perspectives pour ajuster les paramètres ainsi que les effets modélisés.

Une telle approche permet donc de tester l'influence sur les mesures de CWI de différents processus physiques liés à la déformation de l'échantillon. Nous basons notre approche sur l'étude d'un essai de compression uni-axiale ainsi que sur l'étude du chargement thermique cyclique d'un échantillon de granite. Ces deux expériences décrivent des contextes représentatifs de mécanismes ayant cours dans le réservoir géothermique.

En discernant notamment la contribution de différents processus mobilisés au cours de la déformation élastique du système, nos mesures apportent de nouvelles perspectives pour l'interprétation des signaux d'interférométrie d'ondes de *coda*. La technique d'interférométrie permet potentiellement de détecter et de suivre les déformations liées à la stimulation ou à l'exploitation d'un réservoir, à différentes échelles spatiales et sur différentes périodes temporelles. Dans le chapitre 4, nous étendons donc nos observations à l'échelle du réservoir. Nous proposons un modèle numérique simulant la propagation d'ondes diffuses à travers un réservoir lors de sa déformation. Afin de calibrer le modèle, nous prenons pour référence le cas du réservoir géothermique de Rittershoffen. En bénéficiant des résultats des approches menées à l'échelle du laboratoire, nous adoptons une démarche prospective afin d'évaluer les déformations de réservoirs qui peuvent potentiellement être détectées à partir de la série temporelle observée à Rittershoffen, typiquement celle représentée dans la figure 1.5.



## Chapitre 2

# Modélisation analogique des effets de la déformation élastique sur les mesures de CWI

*« Elle consiste à construire un système physique reproduisant plus ou moins le phénomène que l'on souhaite étudier. L'observation du comportement du modèle permet de tirer des enseignements sur le phénomène d'intérêt. »*

---

Modélisation analogique

## Sommaire

<b>2.1 Quelques éléments théoriques</b>	<b>24</b>
2.1.1 L'interférométrie des ondes de <i>coda</i> (CWI)	24
Une introduction empirique aux ondes de <i>coda</i> et aux mesures de CWI	24
Émergence des principes de l'interférométrie des ondes de <i>coda</i>	25
Caractérisation du champ diffus : une approche intuitive	26
Description de la propagation d'un champ d'ondes diffus	28
2.1.2 Reconstruction de la fonction de Green : utilisation de la <i>coda</i> sismique ou du bruit sismique ambiant	29
La <i>coda</i> sismique	29
Le bruit sismique ambiant	29
Limitations théoriques	31
Utilisation des méthodes pour l'imagerie sismique et pour le suivi temporel de structures géologiques	31
Application à la tomographie sismique	32
Application au suivi temporel	32
Phénomènes météorologiques et variations dans les propriétés du sous-sol	32
Suivi de l'activité du sous-sol	33
Limitations théoriques liées à l'hypothèse d'équipartition	33
Utilisation à l'échelle du laboratoire	34
2.1.3 Interprétation des mesures de CWI et identification des processus physiques à leur origine	35
Différentes contributions aux retards de temps de parcours $dt$ observés par CWI	35
Une contribution de la déformation géométrique du milieu de propagation	36
Changements locaux de densité et variations de vitesse des ondes élastiques	36
Déformation et variation des propriétés élastiques du matériau	37
Mesure de perte de cohérence et variations structurelles du milieu de propagation	38
2.1.4 Mesures de CWI et localisation de la perturbation : utilisation des noyaux de sensibilité	39
<b>2.2 Quelques éléments de méthodologie</b>	<b>41</b>
2.2.1 Principes du schéma numérique	41
Architecture du schéma numérique	41
Une combinaison de codes de simulation par éléments finis	41
Discrétisation et déformation du maillage	42
Modélisation de la propagation des ondes	42
Code Aster et Specfem2D : deux approches par éléments finis distinctes	43
Les méthodes d'interférométrie employées dans le cadre du manuscrit	44
Couplage des deux codes de modélisation discrète	45
2.2.2 Caractérisation acoustique et mécanique des milieux étudiés	46
Principe de la caractérisation acoustique des milieux	46
Caractérisation des propriétés mécaniques des milieux étudiés	47
2.2.3 Intégration et dérivation numérique des observations	48
2.2.4 Adéquation de la grille de maillage et critère de stabilité du schéma numérique	49
2.2.5 Ressources computationnelles	51
<b>2.3 Modélisation numérique analogique de la signature de la déformation élastique du milieu de propagation sur l'interférométrie des ondes de <i>coda</i></b>	<b>53</b>

2.3.1	Présentation des principes du modèle numérique analogique . . . . .	53
	Présentation de l'expérience . . . . .	53
	Description des conditions aux limites . . . . .	54
	Représentation numérique d'un échantillon de granite et application des critères permettant d'évaluer la conformité du modèle numérique . . . . .	54
	Description des paramètres élastiques des matériaux du milieu fictif . . . . .	57
2.3.2	Sélection du milieu numérique et vérification des hypothèses relatives au cadre de l'étude . . . . .	57
	Caractérisation des propriétés de diffusion des milieux . . . . .	57
	Selection du milieu numérique descriptif du comportement de l'échantillon de laboratoire . . . . .	58
	Caractérisation acoustique des propriétés du milieu retenu . . . . .	59
	Caractérisation mécanique du milieu retenu . . . . .	61
2.3.3	Présentation des méthodes d'interférométrie d'ondes de <i>coda</i> employées . . . . .	63
	Introduction aux méthodes d'interférométrie des ondes de <i>coda</i> . . . . .	64
	Principe de la méthode d'étirement . . . . .	64
	Principe de la méthode discrète basée sur la corrélation croisée de signaux fenêtrés . . . . .	65
	Paramétrisation de la méthode de corrélation croisée . . . . .	65
	Influence de la stratégie de corrélation . . . . .	65
	Influence du contenu fréquentiel et du nombre de points de discrétisation des signaux . . . . .	67
	Influence du filtre passe-bande utilisé . . . . .	67
	Influence de la discrétisation des signaux . . . . .	67
2.3.4	Estimation de l'incertitude sur les mesures de CWI . . . . .	68
	Incertitude sur le délai relatif $dt/t$ mesuré en un capteur donné du réseau par la méthode discrète de CWI . . . . .	69
	Incertitude sur le délai relatif $dt/t$ mesuré en un capteur donné du réseau par la méthode d'étirement . . . . .	69
	Variabilités spatiales des mesures de CWI au sein du réseau de capteurs . . . . .	70
2.3.5	Présentation des résultats du modèle numérique . . . . .	72
2.3.6	Interprétation des mesures numériques et identification d'un signal de déformation . . . . .	73
	Discussion du formalisme utilisé pour interpréter les mesures de CWI . . . . .	73
	Discussion de la relation entre retards relatifs et déformation volumétrique . . . . .	74
	Une pente inférieure à l'unité . . . . .	74
	Identification d'un effet spécifique et montages expérimentaux . . . . .	75
	Impact des paramètres de la simulation sur les résultats numériques . . . . .	76
	Interprétation des signaux et résumé de l'approche . . . . .	77
<b>2.4</b>	<b>Localisation du changement intervenant dans le milieu de propagation : étude numérique de la sensibilité des mesures vis-à-vis d'une perturbation locale du milieu de propagation . . . . .</b>	<b>79</b>
2.4.1	Localisation du changement : noyaux de sensibilité et proposition d'une approche directe . . . . .	79
2.4.2	Présentation du principe de l'étude . . . . .	80
2.4.3	Mise en évidence de la variabilité latérale des retards de temps de parcours . . . . .	82
2.4.4	Analyse de la variabilité spatiale et sensibilité des retards de temps de parcours $dt$ vis-à-vis de la déformation locale du système . . . . .	83
<b>2.5</b>	<b>Modélisation analogique de mesures de CWI : conclusions et perspectives . . . . .</b>	<b>85</b>

---

Afin de concourir à l'interprétation des variations temporelles observées par CWI, nous développons un modèle numérique analogique permettant de modéliser la signature sur les mesures de CWI, de la déformation élastique du milieu de propagation étudié.

La première partie du chapitre 2 est dédiée à la description d'éléments théoriques à la base des mesures analysées dans le manuscrit (section 2.1). Nous décrivons également les méthodes employées dans le cadre des différentes études proposées, et détaillons en particulier les grands principes du schéma numérique développé (section 2.2). La seconde partie du chapitre est dédiée à présenter des résultats numériques issus de l'application de ces méthodes. Elle permet d'illustrer le fonctionnement du modèle de manière détaillée, et d'appliquer les méthodes présentées dans la section 2.2.

## 2.1 Quelques éléments théoriques

### 2.1.1 L'interférométrie des ondes de *coda* (CWI)

Dans le chapitre 1, nous avons brièvement présenté un ensemble de méthodes basées sur l'étude des ondes de la *coda* et permettant d'étudier l'évolution des propriétés physiques du milieu échantillonné par le champ d'ondes étudié.

La *coda* d'un signal sismique (Aki, 1969; Aki and Chouet, 1975) consiste en un long train d'ondes multiples diffusées qui a échantillonné le milieu de manière répétitive. L'échantillonnage répété de ce milieu de propagation conduit à amplifier la distorsion de la forme d'onde observée après qu'une perturbation ait été appliquée au système. Cette distorsion est causée par une modification des propriétés du milieu dans lequel se propage le champ d'ondes étudié.

La comparaison chronologique des formes d'onde conduit à déceler de faibles variations de phase et de cohérence, qui ne pourraient être détectées en étudiant les premières arrivées. Depuis les travaux de Poupinet et al. (1984), cette analyse de sensibilité a été formalisée sous le nom d'interférométrie des ondes de *coda*, ou « Coda Wave Interferometry » (CWI) (Snieder, 2006; Snieder et al., 2002). En tentant en premier lieu d'illustrer les notions d'ondes de *coda* et de champ d'ondes diffus, nous évoquerons dans cette section quelques éléments théoriques à la base de ces mesures d'interférométrie.

### Une introduction empirique aux ondes de *coda* et aux mesures de CWI

Dans un certain nombre de domaines scientifiques, il est remarquable que la caractérisation de signaux qui étaient jusqu'alors considérés comme un « bruit de fond » ait gagné en intérêt ces dernières décennies.

Citons d'abord un exemple dans le domaine de l'astrophysique. Dans les années 1960 et dans le cadre des phases d'essai du satellite de télécommunications *Echo*, les ingénieurs de la NASA étaient ennuyés par un étrange bruit de fond, persistant, régulier et identique dans toutes les directions de l'espace. Ne sachant comment remédier à ce signal, l'énigme aurait pu durer longtemps si une équipe de l'université de Princeton travaillant sur l'enfance de l'Univers ne s'y était intéressée et y avait reconnu la première lumière du cosmos d'une température de 3 K. Suite à cette première preuve de la théorie du Big Bang, il aura fallu attendre près d'un demi-centenaire pour scruter les infimes variations de température de ce rayonnement fossile, aussi nommé le Fond Diffus Cosmologique, au moyen du satellite européen *Planck*.

Plus récemment, ces recherches ont inspiré des neurobiologistes français étudiant l'activité du cortex (notre « matière grise ») dans sa phase dite d'inactivité, au cours du sommeil profond. La caractérisation de ce signal, qui était pourtant considéré comme un bruit de fond, a permis de mettre au jour un signal jouant un rôle notable dans la consolidation de notre mémoire.

La *coda* des enregistrements sismiques ou bien le bruit sismique ambiant constituent d'autres exemples de champ d'ondes dont l'apparence bruitée est trompeuse.

Afin d'illustrer la notion et d'identifier les changements quantifiés par CWI, considérons les mesures présentées dans la section 2.3. La figure 2.1 présente des formes d'onde synthétiques enregistrées numériquement au moyen d'un milieu fictif fortement diffusif. Chacune de ces formes d'ondes est relative à un état de chargement du système, caractérisé par le déplacement  $\delta$  appliqué sur le haut de celui-ci :  $\delta = 0 \mu\text{m}$  (en noir, état de référence),  $\delta = 75 \mu\text{m}$  (en bleu), et  $\delta = 150 \mu\text{m}$  (en rouge).

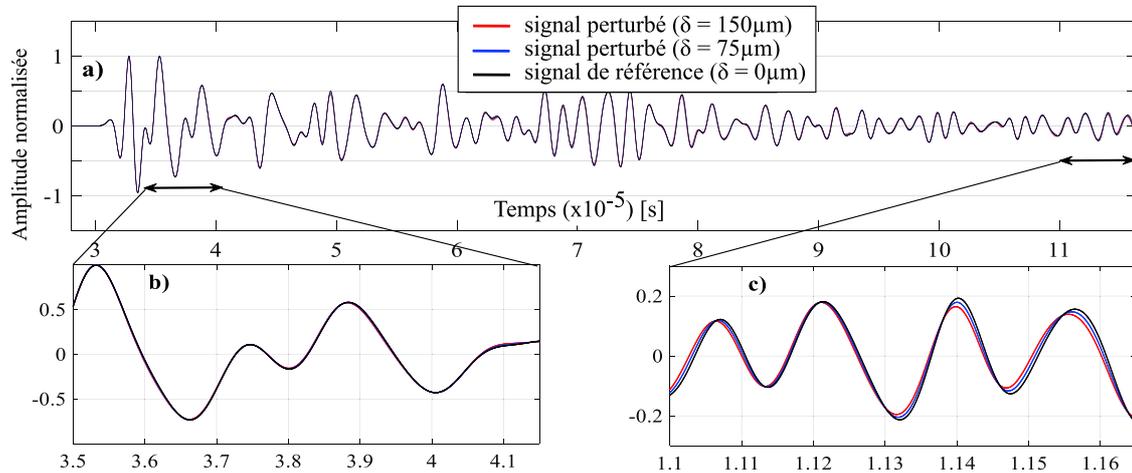


FIGURE 2.1 – (a) Comparaison entre trois formes d'onde synthétiques enregistrées respectivement pour un déplacement imposé  $\delta = 0 \mu\text{m}$  (noir),  $\delta = 75 \mu\text{m}$  (bleu), et  $\delta = 150 \mu\text{m}$  (rouge); (b) zoom dans une fenêtre de  $6.5 \mu\text{s}$  au début du signal, où un décalage temporel négligeable est observé et (c) zoom à la fin de la forme d'onde, où le décalage temporel est clairement sensible au déplacement imposé.

Les formes d'onde ont une apparence bruitée et il est difficile d'y identifier des arrivées déterministes correspondant à des phases bien précises (arrivées directes ou réfléchies, par exemple). L'apparence bruitée du signal s'explique par les réverbérations multiples que subissent les ondes se propageant dans le système et par leur dispersion le long de multiples trajets. Les multiples hétérogénéités qui composent le milieu numérique ici étudié sont responsables de l'établissement d'un tel régime de propagation (voir section 2.3 pour une description précise des caractéristiques de ce milieu numérique).

Ces formes d'onde ne sont néanmoins chaotiques que d'apparence, et sont bien empreintes de phénomènes physiques déterministes. Un zoom dans une fenêtre au début du signal (Fig. 2.1 (b)) montre qu'un décalage temporel négligeable est observé entre les formes d'onde. En revanche, dans la queue du signal (Fig. 2.1 (c)), nous isolons une fenêtre dans laquelle des décalages temporels émergent clairement entre les formes d'onde représentées. La *queue* du signal est composée d'ondes multiples dispersées, et compose la *coda*. Ces arrivées tardives ont passé plus de temps à se propager dans l'échantillon et sont donc plus sensibles aux changements induits sous l'effet de la perturbation appliquée au milieu de propagation. La déformation de celui-ci conduit *in fine* à observer de légers décalages temporels entre les formes d'ondes représentées dans la figure. L'amplitude du délai dépend du déplacement appliqué, et donc de l'intensité du changement intervenant dans les propriétés du matériau.

### Émergence des principes de l'interférométrie des ondes de coda

La preuve de concept est initialement fournie par Poupinet et al. (1984). Les auteurs étudient les enregistrements de séismes s'étant produits avant et après un événement de magnitude  $M_L$  5.9, localisé sur la faille de Calaveras en Californie. Leur attention porte sur les formes d'ondes enregistrées en différentes stations et dont l'apparence est très similaire. Leur étude indique l'existence de sources répétitives dont les mécanismes sont comparables. L'étude de Poupinet et al. (1984) a ainsi conduit à l'émergence de la méthode des doublets sismiques. Celle-ci se base sur l'analyse de

signaux provenant de sources répétitives, et vise à étudier l'évolution de la partie tardive des enregistrements, de façon à en déduire des informations sur les changements qui surviennent dans les milieux échantillonnés par le champ d'ondes.

Le principe de la méthode est transposé plus tard à l'étude d'ondes ultra-sonores par Roberts et al. (1992) : les ondes de la *coda* sont marquées par la perturbation survenant dans le milieu de propagation échantillonné. La marque imprimée par cette perturbation peut être examinée à partir d'un diagnostic de corrélation, en étudiant la cohérence (ou la similarité) des signaux enregistrés avant et après perturbation. Cette pratique consiste essentiellement en une mesure d'interférométrie (Snieder, 2006; Snieder et al., 2002).

Il est usuel d'analyser l'évolution de la phase des signaux, ce qui revient à quantifier un décalage ou un retard dans le domaine temporel. Comparons deux enregistrements,  $\tilde{\Theta}(t)$  et  $\Theta(t)$ . Ces signaux sont d'une durée  $T_f$  et sont centrés autour du temps  $t$ . Notons  $t_S$  le décalage temporel appliqué à l'une de ces traces. Afin de quantifier la similitude d'un des signaux avec des versions décalées d'une valeur  $t_S$  du second, nous exprimons la fonction  $CC(t_S)$ , décrivant l'évolution du coefficient de corrélation  $CC$  en fonction du décalage temporel  $t_S$  appliqué :

$$CC(t_S) = \frac{\int_{t-T_f/2}^{t+T_f/2} \Theta(t') \tilde{\Theta}(t' + t_S) dt'}{\sqrt{\int_{t-T_f/2}^{t+T_f/2} \Theta^2(t') dt' \int_{t-T_f/2}^{t+T_f/2} \tilde{\Theta}^2(t') dt'}} \quad (2.1)$$

Le décalage temporel  $t_{S,max}$  pour lequel le coefficient de corrélation croisée  $CC$  est maximal, consiste en une mesure du délai observé entre les deux signaux (ou de leur déphasage, dans le domaine fréquentiel) (Snieder, 2006). Dans la suite du manuscrit, nous serons amenés à noter ce retard  $dt$ . Cette notation ne doit pas être confondue avec la durée d'une fenêtre du signal, notée  $T_f$  par la suite, ou bien avec l'échantillonnage du signal, noté  $T_S$ . Le délai temporel  $t_{S,max}$  observé peut être exprimé de manière formelle par l'équation 2.2.

$$t_{S,max} = \frac{\sum_{\tau} W_{\tau} dt_{\tau}}{\sum_{\tau} W_{\tau}} \quad (2.2)$$

Cette formule est basée sur le principe de sommation des chemins. Elle conduit à décrire un signal de *coda* par une somme d'ondes qui se propagent le long de tous les chemins de dispersion  $\tau$  possibles. Pour une onde de trajectoire  $\tau$  donnée, nous notons le changement dans son temps de parcours  $dt_{\tau}$  et sa densité d'énergie  $W_{\tau}$ . L'équation propose de quantifier le retard de temps de parcours mesuré au sein d'une fenêtre de *coda*<sup>1</sup>, comme la moyenne, pondérée par l'énergie, des retards observés pour chacune des ondes arrivant dans la fenêtre temporelle considérée. Ces éléments théoriques sont à la base du formalisme construit autour de l'interférométrie des ondes de coda, la CWI (Snieder, 2006; Snieder et al., 2002).

### Caractérisation du champ diffus : une approche intuitive

L'application du formalisme décrit dans le paragraphe précédent conduit à étudier un champ d'ondes fortement diffus, ayant échantillonné le milieu de propagation de manière répétitive avant d'être enregistré par le récepteur. Un tel système physique résulte par exemple d'interactions multiples entre le champ d'ondes et les multiples hétérogénéités qui composent un milieu diffusif.

Afin d'illustrer le concept, supposons qu'une source ponctuelle émet un champ d'ondes dans un milieu comportant de multiples hétérogénéités jouant le rôle de diffracteurs. Considérons d'abord un événement de diffusion particulier : une onde plane se propage dans une direction donnée de l'espace, et interagit avec une des hétérogénéités du milieu. La diffusion peut être répartie uniformément dans toutes les directions (c.-à-d. isotrope), ou bien elle peut être anisotrope. Cette interaction engendrera des ondes dans plusieurs directions qui vont à leur tour se diffracter au contact

1. c.-à-d. le délai  $dt$  précédemment décrit

de l'une des multiples hétérogénéités qui compose le milieu de propagation (voir l'exemple illustratif proposé Fig. 2.2 dans le cas d'une diffusion isotrope).

Afin que le champ d'ondes émis interagisse avec ces hétérogénéités à de multiples reprises avant d'être enregistré par le récepteur, un ensemble de conditions doivent être satisfaites. Ces conditions portent sur les caractéristiques du champ d'onde. En particulier, la longueur d'onde  $\lambda$  de l'onde incidente doit être plus courte que la taille des hétérogénéités, que nous noterons ici  $d$ . Cette condition est illustrée sur la figure 2.3.

La production d'un champ d'ondes multi-diffusé suppose de plus de contraindre la distance caractéristique entre deux événements de diffusion successifs. Cette distance est nommée libre parcours moyen, et est notée  $\ell$ . Cette grandeur physique est schématisée dans la figure 2.3. Afin que le milieu de propagation soit favorable à l'établissement d'un régime de forte diffusion, il est nécessaire que cette distance caractéristique soit supérieure à  $d$ , la taille des hétérogénéités, et inférieure à  $D$ , la distance entre la source et le récepteur.

À la suite d'une série d'événements de diffusion, un état d'équilibre qualifié d'*équipartition* est atteint : toutes les ondes seront représentées statistiquement avec une pondération équivalente, dans toutes les directions de propagation.

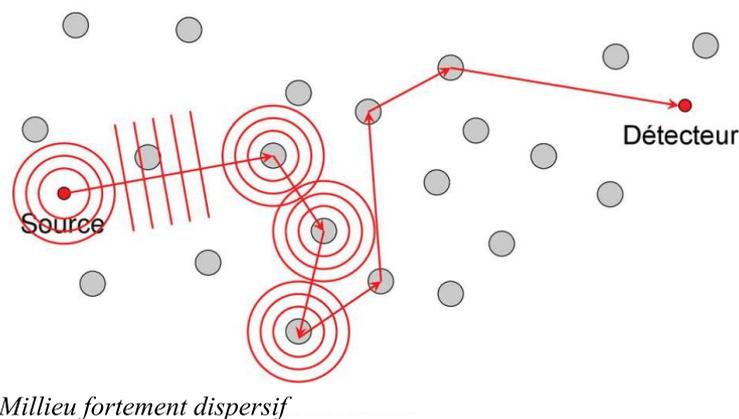


FIGURE 2.2 – Illustration schématique du phénomène de diffusion multiple.

La description que nous faisons de ce champ diffus suggère également de caractériser ce système à la manière d'un système physique complexe. De tels systèmes permettent de décrire, par exemple, la dynamique d'une cellule, le vol d'une nuée d'étourneaux ou bien encore la propagation foisonnante d'une épidémie. De manière générale, les éléments qui interagissent dans de tels systèmes n'ont pas une vue globale et complète des phénomènes qui surviennent dans le milieu. Ils n'en ont qu'une vue parcellaire : une nuée d'oiseaux est un exemple typique de système complexe, dans lequel chaque individu perçoit la présence de son proche voisin mais n'a pas une vue globale de l'ensemble du système.

Le régime de propagation que nous avons décrit implique une grande complexité du champ d'onde enregistré, à l'image des systèmes physiques décrits. Il est de ce fait impossible d'isoler des arrivées déterministes qui seraient liées à des trajets particuliers de l'onde au sein du milieu échantillonné. Ceci est illustré empiriquement par la figure 2.1.

Les éléments composant un système complexe sont toutefois capables d'établir des corrélations à longue portée : à l'échelle macroscopique, une structure déterministe peut émerger. Malgré la complexité du champ d'ondes étudié dans un régime de forte diffusion, il demeure ainsi possible d'établir des corrélations sur les long parcours des ondes de la *coda*, permettant de déduire des informations sur l'évolution du système. Aussi, il demeure possible de caractériser la propagation du champ diffus en décrivant, d'un point de vue macroscopique, l'évolution de son intensité.

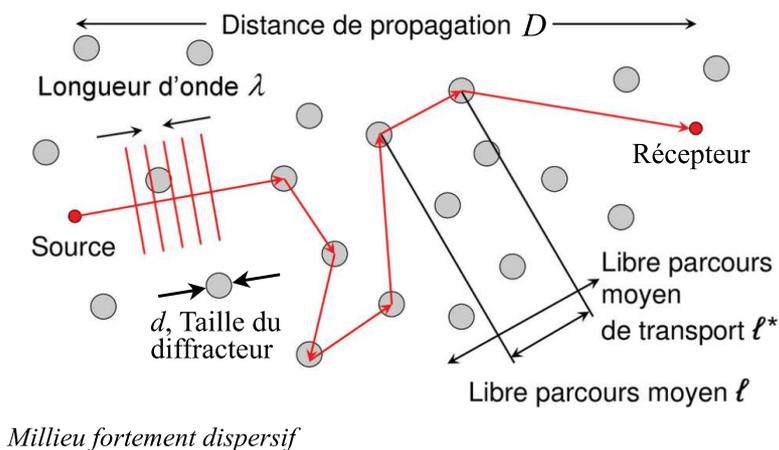


FIGURE 2.3 – Illustration des caractéristiques du champ diffus.

### Description de la propagation d'un champ d'ondes diffus

L'équation du transfert radiatif permet de décrire l'interaction entre le rayonnement et la matière. Elle permet d'analyser la propagation des ondes à travers le milieu en termes d'intensité. L'équation de transfert radiatif décrit la distribution de l'énergie dans un milieu diffusant en tant que fonction de l'espace, du temps et de la direction de propagation. Cette équation décrit l'intensité spécifique, c'est-à-dire la quantité d'énergie traversant une surface orientée, par unité de temps et de surface. Évaluer le transfert radiatif permet de décrire la transition entre différents régimes de propagation : des ondes balistiques directes, vers des ondes faiblement diffusées, et enfin multiples diffusées.

Historiquement, l'équation du transfert radiatif a été introduite de manière phénoménologique par Chandrasekhar (1960). Pour une revue détaillée de la dérivation analytique de l'équation, nous référons par exemple à Legendijk and Van Tiggelen (1996).

Considérons le cas général d'une onde qui se propage au sein d'un ensemble de diffuseurs anisotropes. Cette équation n'admet, dans ce cas, pas de solution analytique exacte. L'utilisation d'hypothèses simplificatrices permet en revanche de se ramener à des cas d'étude plus simples. Après un grand nombre de collisions, la répartition angulaire de l'intensité spécifique devient quasiment isotrope. Selon Legendijk and Van Tiggelen (1996), l'équation de transfert radiatif se ramène alors à une équation de diffusion pour l'intensité. Il est alors possible de décrire la propagation de l'onde de manière macroscopique, en étudiant l'évolution de son intensité, c'est-à-dire l'intégrale, sur toutes les directions de propagation, de l'intensité spécifique.

Supposons la propagation d'une onde en 2D en présence de diffuseurs isotropes. Dans ce cas, l'équation de transfert radiatif peut être résolue analytiquement. Le problème est solutionné initialement par Tieliang and Longsheng (1988), et l'intensité solution s'écrit en fonction d'une constante de diffusion  $D_{iff} = V \cdot \ell / 2$ , où  $V$  est la vitesse des ondes et  $\ell$ , le libre parcours moyen. Le libre parcours moyen est une grandeur clef dans la caractérisation du régime de diffusion. Dans la suite du manuscrit, son estimation permettra d'évaluer l'établissement d'un régime de forte diffusion, ce qui constitue une condition nécessaire à l'application des méthodes de CWI. Notons que dans le cas anisotrope précédemment mentionné, l'équation fait intervenir le libre parcours moyen de transport  $\ell^*$  (voir Fig. 2.3) qui diffère du libre parcours moyen  $\ell$  d'un facteur d'anisotropie de diffusion. La figure 2.3 décrit de manière schématiques les différentes grandeurs physiques nous conduisant à caractériser le champ d'ondes, à savoir la longueur d'onde  $\lambda$ , le libre parcours moyen  $\ell$  et le libre parcours moyen de transport  $\ell^*$ . Notons enfin que nous ne faisons pas la différence, dans les paragraphes précédents, entre la notion d'intensité et celle de densité d'énergie, ces deux grandeurs étant proportionnelles.

### 2.1.2 Reconstruction de la fonction de Green : utilisation de la *coda* sismique ou du bruit sismique ambiant

Des développements théoriques récents ont permis de reconstruire les ondes déterministes se propageant entre deux capteurs en corrélant le bruit sismique enregistré en ces deux stations (p.ex. Campillo and Paul, 2003; Roux et al., 2005; Shapiro and Campillo, 2004). Ces avancées ont donné un élan incontestable au développement de méthodes de surveillance basées sur l'interférométrie sismique (SI). La suite de cette section introductive est dédiée à la description de ces méthodes, dans lesquelles la corrélation de signaux sismiques joue un rôle prépondérant.

La fonction dite de Green, définie entre deux points du milieu, décrit la propagation des ondes entre ces deux points et contient toute l'information sur les différents modes de propagation des ondes. Il a été démontré qu'il est possible d'extraire des informations sur la fonction de Green relative à deux capteurs, en évaluant l'inter-corrélation des champs d'ondes enregistrés en ces deux points, *sous réserve* d'équipartition.

Quels sont les mécanismes permettant de satisfaire à cette condition ?

- On peut considérer qu'un ensemble d'hétérogénéités agisse sur le champ d'onde propagé, ce qui constitue une situation similaire à celle illustrée dans le paragraphe précédent.
- En second lieu, on peut envisager l'effet cumulé d'un ensemble de sources réparties de manière homogène dans le temps ainsi que dans l'espace, et non-corrélées dans le domaine fréquentiel.

Deux types de champs sont donc typiquement corrélés dans le domaine de la sismologie, afin d'extraire des informations sur la fonction de Green : il s'agit soit des ondes de la *coda* sismiques (Campillo and Paul, 2003) ou bien du bruit sismique ambiant (Roux et al., 2005; Shapiro and Campillo, 2004).

#### La *coda* sismique

Les propriétés de la *coda* sismique résultent de la structure hétérogène de la Terre. Les ondes générées par les séismes sont diffusées par des hétérogénéités qui font office de diffracteurs. Les arrivées tardives constituent la *coda* sismique, c'est-à-dire un long train d'ondes formé de phases ayant suivi des chemins complexes au sein du milieu de propagation.

La *coda* a longtemps été négligée dans l'analyse des signaux sismiques. Selon les conclusions de Hennino et al. (2001), elle constitue un champ diffus, résultant d'interactions multiples entre les ondes se propageant dans le milieu et les hétérogénéités qu'elles rencontrent sur leur parcours. Le caractère diffus du champ d'ondes a été déduit de l'analyse de la stabilisation des rapports d'énergie des ondes P et S.

Campillo and Paul (2003) ont été à l'origine de la reconstruction des ondes de surface de la fonction de Green par corrélation de la *coda* sismique.

#### Le bruit sismique ambiant

L'étude du bruit sismique ambiant repose sur la mise en évidence d'une agitation permanente du globe terrestre. Les vibrations correspondantes proviennent de sources multiples et réparties. Leur densité spectrale recouvre une large gamme de fréquences.

- À des périodes courtes de 0.1 à 1 seconde, les niveaux d'énergie du bruit sismique ambiant sont dominés par l'énergie sismique d'origine humaine (également appelée énergie sismique d'origine « culturelle »). Celle-ci est émise par exemple par les transport ou les réseaux électriques (Ardhuin et al., 2019).

- Les périodes intermédiaires sont dominées par des mécanismes auxquels on réfère par le nom de « micro-séismes ».
- Les périodes longues (de 20 à 500 secondes) sont généralement causées par les ondes infragravitaires d'origine océanique générées par les vents tempétueux dirigés vers les côtes (aussi appelée le « *hum* »).

La densité spectrale du bruit sismique ambiant est néanmoins dominée par deux pics d'énergie dont les périodes sont proches de 7 et 14 secondes. Ces pics d'énergie sont observés tout autour du globe et ne sont pas affectés par les sources de bruit d'origine anthropique. Le premier pic, dénommé micro-séisme primaire ou monofréquence, est généré par des fluctuations de pression résultant de la rupture et du déferlement des vagues. Ces mécanismes agissent directement sur les fonds marins, en eau peu profonde (Hasselmann, 1963).

Le second pic, appelé micro-séisme secondaire ou double fréquence<sup>2</sup> provient de l'interaction non linéaire entre les vagues océaniques (Hasselmann, 1963). Les ondes issues de ces micro-séismes peuvent se propager à plusieurs centaines voir plusieurs milliers de kilomètres dans un milieu continental stable.

Les travaux précurseurs de Aki and Chouet (1975) suggèrent très tôt que les propriétés statistiques du bruit sismique ambiant pourraient être utilisées afin d'étudier la structure de la Terre. Néanmoins, une exploration complète du potentiel des méthodes basées sur la corrélation du bruit ambiant n'a été possible qu'à l'ère de la sismologie numérique.

Le bruit sismique ambiant n'est aléatoire que d'apparence. Sa propagation est régie par des lois physiques qui impriment une structure au champ d'onde. Cette structure peut ensuite être inférée au moyen des méthodes d'interférométrie, et donc au moyen d'un diagnostic d'inter-corrélation, qui « transforme le bruit en signal » (Curtis et al., 2006).

Le bruit ambiant est dominé par les fluctuations résultant de la superposition de sources inconnues et agissant simultanément : il est donc difficile d'utiliser ces signaux de manière directe, afin d'en déduire des informations sur le milieu. Les propriétés intrinsèques à la corrélation des champs d'ondes permettent néanmoins de séparer le caractère aléatoire de l'excitation, des effets de propagation déterministes (Snieder, 2004). En effet, les interférences constructives et destructives vont conduire à « transformer le bruit en signal », et à considérer une situation fictive équivalente, dans laquelle nous reconstruisons des sources actives *virtuelles* en chaque station passive où le bruit sismique est enregistré (Campillo and Roux, 2015; Nakata et al., 2019).

En se basant sur un certain nombre d'hypothèses (voir section suivante), (Snieder, 2004) démontre ainsi que la corrélation croisée des sismogrammes enregistrés en deux stations permet de faire émerger la fonction de Green impulsionnelle définie entre cette paire de stations. Fichtner and Tsai (2018) fournissent une revue synthétique de modèles mathématiques courants permettant de prouver la reconstruction de la fonction de Green à partir de la corrélation du bruit sismique ambiant. Nous citons parmi ces modèles la sommation des modes normaux, la décomposition en ondes planes ou le théorème de représentation.

Shapiro and Campillo (2004) et Roux et al. (2005) sont à l'origine du développement de l'approche connue sous le nom d'interférométrie de bruit ambiant ANI. Compte tenu de l'origine des signaux corrélés, ce sont principalement les modes propres des ondes de surfaces de la fonction de Green qui sont reconstruites par de telles méthodes.

Les champ d'ondes décrits dans ce paragraphe demeurent diffractés par les hétérogénéités qui constituent le milieu échantillonné : c'est finalement la distribution des sources du bruit sismique aidée de l'action des hétérogénéités du milieu qui permettent de se rapprocher des conditions théoriques nécessaires à la reconstruction de la fonction de Green, c'est-à-dire des conditions

2. dénommée ainsi car la fréquence de la source sismique est égale au double de celle des ondes océaniques

d'équipartition. Reprenons à ce sujet l'analogie avec un système physique complexe. Il est possible de décrire un ensemble physique par un système complexe si les entités décomposées ainsi que leurs interactions sont stables et ne dépendent pas du contexte. Le champ d'ondes étudié permet, sous réserve d'équipartition, d'établir des corrélations conduisant à l'émergence de structures porteuses d'informations déterministes. Les méthodes d'interférométrie sismique évoquées présentent donc des limitations théoriques liées à la structure du champ d'ondes étudié.

### Limitations théoriques

La théorie à la base de la reconstruction de la fonction de Green repose sur une hypothèse contraignante, celle de *l'équipartition* du champ d'ondes étudié. Elle suppose que tous les modes de propagations excités par la source sont représentés statistiquement avec le même poids dans le temps ainsi que dans l'espace, et que les sources du bruit ne sont pas corrélées. Nous avons vu dans le paragraphe précédent que l'équipartition peut découler de l'action cumulée de multiples sources non-corrélées, stables, et uniformément réparties dans l'espace. L'équipartition peut aussi émerger indirectement, de l'action de multiples diffracteurs qui interagissent avec le champ d'ondes propagé.

L'hypothèse d'équipartition est néanmoins rarement satisfaite dans les conditions expérimentales, et elle est en général non valide. En effet, les conditions d'observation sur Terre ne remplissent pas les exigences : les fonctions de corrélation sont, entre autres, dominées par des ondes de surface, le bruit sismique qui se propage sur de longues distances est excité préférentiellement dans certaines directions (ou selon certains azimuts privilégiés) et les sources de bruit sismiques évoluent sur des périodes plus ou moins longues.

Au prix d'un pré- et d'un post-traitement des enregistrements, la SI permet néanmoins d'obtenir des approximations *exploitables* de la fonction de Green. En effet, des techniques de traitement du signal ont vu le jour pour fiabiliser l'extraction de la fonction de Green à partir de la corrélation de bruit ambiant. Ritzwoller and Feng (2018) donnent un aperçu de ces techniques. Le but est de minimiser le biais et d'estimer les incertitudes, en ajustant finement les paramètres des stratégies de traitement appliquées aux signaux. Nous mentionnons l'émergence de techniques consistant à normaliser le signal (pondération dans le domaine temporel) et à appliquer un blanchissement spectral (pondération dans le domaine spectral). L'empilement des fonctions de corrélation croisée vise de surcroît à assurer une meilleure convergence des signaux reconstruits vers la fonction de Green, en garantissant notamment une meilleure stabilité des sources du bruit. Ces techniques ont pour but d'homogénéiser le contenu azimutal du bruit sismique ambiant et de soustraire les irrégularités instrumentales systématiques.

### Utilisation des méthodes pour l'imagerie sismique et pour le suivi temporel de structures géologiques

Quelle est la finalité de ces méthodes de SI? La fréquence des événements sismiques est variable et la localisation de leur source demeure incertaine. Les sources sismiques contrôlées, de type explosives ou vibrosismiques, sont quant à elles très coûteuses ce qui ne permet pas de les utiliser de manière régulière. Dans un paragraphe antérieur, nous avons toutefois souligné la valeur de sources répétitives et dont les mécanismes sont similaires.

Le bruit sismique ambiant constitue une source permanente et non-intrusive permettant d'étudier des signaux sismiques reproductibles. L'interférométrie du bruit sismique ambiant a donc particulièrement bénéficié à deux domaines de la sismologie : à la tomographie sismique et au suivi temporel de structures.

**Application à la tomographie sismique** De telles méthodes ont en effet révolutionné l'utilisation des réseaux sismiques pour *l'imagerie* de la croûte supérieure (Boue et al., 2014; Moschetti et al., 2007; Shapiro et al., 2005; Zigone et al., 2015). Étant donné que cette approche ne repose plus sur aucun type de source ponctuelle, active ou passive, la résolution de la tomographie dépend de la géométrie et de la densité du réseau sismique employé. De plus, comme le bruit sismique est un champ d'ondes continu et systématique, ces méthodes font preuve d'une flexibilité que ne procurent pas des techniques qui dépendent de sources actives, contrôlées ou non.

**Application au suivi temporel** En utilisant une source persistante dans le temps et omniprésente dans l'espace, le bruit sismique ambiant permet à la sismologie d'accéder à la quatrième dimension : *le temps*. Le développement, au cours de la dernière décennie, de méthodes de surveillance basées sur l'étude du bruit sismique ambiant s'explique par l'utilisation d'un outil efficace et rentable. Mais cet essor se justifie avant tout par la possibilité de surveiller des structures de manière continue, en identifiant et en isolant les effets de différentes perturbations, qu'elles aient une origine naturelle, anthropique ou environnementale.

La méthode de suivi se décompose techniquement en deux étapes. La première consiste en la génération d'un signal sismique reproductible à partir du bruit sismique ambiant : elle s'appuie sur les méthodes de SI évoquées précédemment. La deuxième étape consiste à évaluer de faibles changements apparaissant dans les formes d'ondes reconstruites, de manière chronologique et en utilisant un diagnostic d'inter-corrélation pour comparer les signaux. Pour atteindre la précision requise, il est usuel de comparer préférentiellement les ondes de *coda*. Par CWI, il est donc possible d'étudier les changements sous-jacents qui interviennent dans les propriétés du milieu de propagation au cours de son évolution. Comme mentionné plus tôt dans le chapitre, deux grandeurs physiques sont communément analysées : il est usuel d'étudier l'évolution de la phase des signaux, ainsi que la variation de leur cohérence.

Nous proposons d'évaluer le potentiel de la méthode à partir de quelques exemples. Dans la section 2.1.3, nous discuterons de l'interprétation de la variation des mesures de CWI. Notons toutefois que la perturbation du milieu de propagation induit de faibles changements dans les propriétés du matériau, qui se répercutent *in fine* sur les formes d'ondes analysées.

**Phénomènes météorologiques et variations dans les propriétés du sous-sol** Puisque la plupart des capteurs sismiques sont installés à la surface ou dans des forages kilométriques, et que les sources du bruit ambiant sont également réparties à la surface, cette méthode de surveillance est particulièrement sensible aux changements qui se produisent à de faibles profondeurs dans le sous-sol.

À cette échelle, la croûte terrestre est influencée par de nombreux phénomènes environnementaux d'origine météorologique (nous parlerons également de perturbations environnementales). Leurs effets ont été observés dans différentes régions aux climats variés (Hillers and Ben-Zion, 2011; Hillers et al., 2015a; Meier et al., 2010; Wang et al., 2017; Yates et al., 2019) et notamment par Sens-Schönfelder and Wegler (2006), qui sont à l'origine du formalisme présenté. Leur étude porte sur le cas du volcan du Mont Mérapî (Indonésie). Au travers de leur analyse du bruit sismique ambiant, Sens-Schönfelder and Wegler (2006) reconstruisent une série chronologique continue des variations relatives de vitesse (Fig. 2.4). Elle s'étend sur près de deux ans, avec un échantillonnage d'un jour. L'étude démontre que les fluctuations saisonnières observées sont principalement liées aux effets mécaniques de la variation du niveau des eaux souterraines.

Il est remarquable que les résultats de telles analyses portent une sensibilité spatiale qui est spécifique à la technique de mesure. Par rapport à d'autres approches plus classiques, qui permettent par exemple de suivre l'évolution de tels processus environnementaux de manière ponctuelle, les observables délivrées par ANI représentent une moyenne spatiale, sur une grande surface, des changements dans les propriétés du milieu.

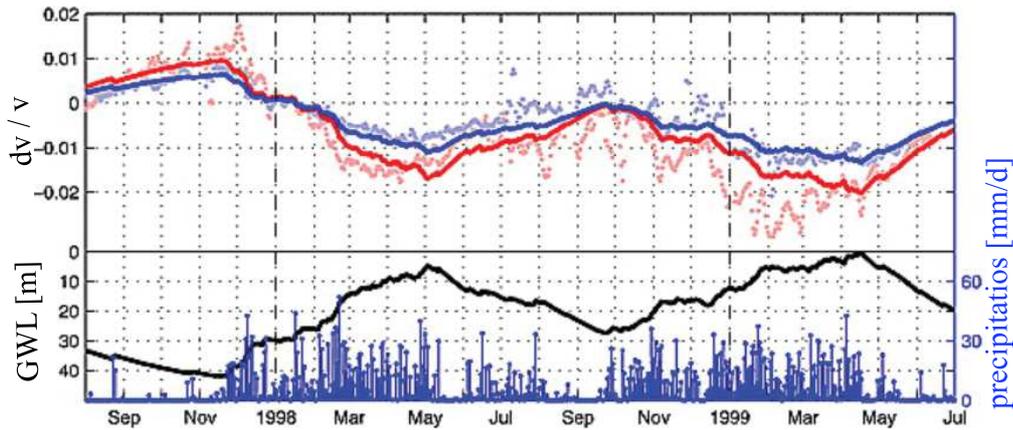


FIGURE 2.4 – Image du bas : taux de précipitations quotidiennes (en bleu) et niveau modélisé de la nappe souterraine (en noir). Image du haut : variations relatives de vitesse dans la gamme temporelle de 2 à 4 s, observées (points rouges clairs) et modélisées à partir des données météorologiques (ligne rouge foncé). En bleu, variations relatives de vitesse observées et modélisées, dans la gamme temporelle de 6 à 8 s. *Source* : Sens-Schönfelder and Wegler (2006)

**Suivi de l'activité du sous-sol** L'étude de ces perturbations environnementales est importante car les signaux en lien avec de tels mécanismes se superposent à ceux liés, par exemple, à des mécanismes tectoniques, d'origine naturelle ou anthropique. Le *monitoring* de telles perturbations est essentiel lorsqu'il s'agit de suivre des structures géologiques potentiellement à risque, comme les volcans ou les zones de failles actives. Un suivi de l'activité du sous-sol est également préconisé dans le cadre d'opération de géo-ingénierie impactant le sous-sol : nous avons notamment discuté dans le chapitre précédent de la nécessité d'une telle approche lors de l'extraction ou de l'injection d'importants volumes de fluide / de gaz, ou bien encore pour le stockage de déchets.

L'analyse des mesures d'ANI a montré qu'il est possible de surveiller l'évolution de structures géologiques comme par exemple des zones de failles (Brenquier et al., 2008; Mainsant et al., 2012). À titre d'exemple, Brenquier et al. (2008) ont étudié les variations de vitesse (axe des ordonnées, Fig.2.5) observées dans la région de Parkfield (faille de San Andreas) entre 2002 et 2008. Les auteurs ont mis en évidence deux chutes de vitesse co-sismiques, associées aux séismes de San Simeon (2003,  $M_W = 6.5$ ) et de Parkfield (2004,  $M_W = 6.0$ ). Les variations observées dans la série temporelle pendant les années qui suivent le séisme de Parkfield, sont en accord avec le déplacement post-sismique mesuré par GPS (en rouge dans la Fig.2.5), ce qui suggère que l'évolution de la mesure, à la suite des événements sismiques, est gouvernée par le relâchement de contraintes post-sismiques.

De la même manière, des études ont montré qu'une telle approche avait le potentiel de surveiller des zones volcaniques (p.ex. Brenquier et al., 2008; Duputel et al., 2009; Sens-Schönfelder and Wegler, 2006; Yates et al., 2019). Dans de telles situations, des changements significatifs sont observés quelques semaines avant éruption.

**Limitations théoriques liées à l'hypothèse d'équipartition** Que ce soit pour l'imagerie ou pour le suivi temporel, la distribution des sources du bruit limite l'utilisation de telles méthodes passives, car elle remet en question l'hypothèse d'équipartition.

Pour les applications en imagerie, il est nécessaire de prendre en compte la reconstruction imparfaite de la fonction de Green, ce qui demande également d'évaluer l'incertitude de mesure.

L'application de ces méthodes pour le *monitoring* de structures implique deux exigences supplémentaires. Afin d'appliquer les méthodes de CWI, le signal résultant de l'analyse du bruit sismique ambiant doit inclure des ondes *diffuses*. Ensuite, ces méthodes doivent permettre de récupérer un signal déterministe à partir de séquences d'une durée suffisamment *courte*. En effet, s'il

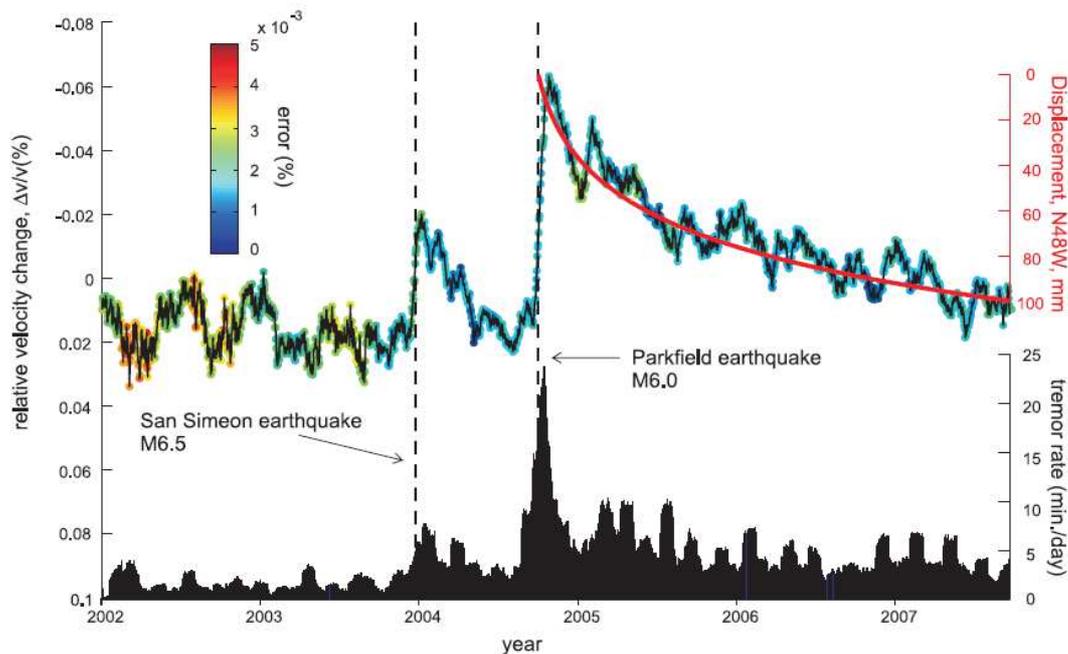


FIGURE 2.5 – Variation temporelle des vitesses sismiques, représentée avec le déplacement mesuré en surface par GPS (en rouge) et les activités de trémors (en noir) dans la région de Parkfield, en Californie. Les lignes en pointillé indiquent les dates des séismes de San Simeon et de Parkfield. *Source* : Brenguier et al. (2008)

est nécessaire de corréliser une année de bruit sismique pour obtenir une approximation stable de la fonction de Green, le taux d'échantillonnage des mesures serait d'un an. La résolution temporelle de la série chronologique obtenue serait indéniablement insuffisante afin de suivre l'évolution du système sur de courtes périodes.

Pour le suivi temporel, la condition portant sur la reconstruction de la fonction de Green est néanmoins relaxée en faveur d'une condition portant sur la stabilité des sources du bruit : la stationnarité des sources de bruit est un caractère plus limitant que la distribution des sources en elle-même. En effet, Hadziioannou et al. (2009) ont montré qu'il était possible de déduire les changements survenant dans le milieu même si la fonction de Green n'était pas reconstruite à partir des corrélations, mais à condition que la distribution des sources demeure stable au cours du temps. Finalement, Froment et al. (2010) a montré que l'estimation des variations du temps de parcours était plus stable dans la *coda* des signaux reconstruits, et que les mesures y étaient moins affectées par une modification de la localisation des sources.

### Utilisation à l'échelle du laboratoire

À l'échelle du laboratoire, les méthodes d'interférométrie d'onde de *coda* ont permis de détecter et de surveiller la perturbation plus ou moins localisée et homogène de milieux fortement diffusifs, constitués de différents matériaux. De nombreuses études rapportent l'effet de mécanismes divers sur les déphasages mesurés entre les formes d'onde.

Parmi ces mécanismes, on peut citer l'effet sur les déphasages de variations de contraintes dues à des changements de saturation en eau, de la pression de l'air, de la température du matériau ou encore l'impact de l'application d'une contrainte additionnelle (Gret et al., 2006; Lockner et al., 1977; Planes and Larose, 2013; Snieder et al., 2002). L'effet de variations de contraintes sur les mesures de CWI a été étudié pour différents matériaux entraînant, de par leur structure, la forte diffusion du champ d'ondes : le granite, ainsi que le béton, sont des exemples de matériaux dont la structure granulaire permet de diffuser le champ d'ondes propagé (p.ex. Griffiths et al., 2018;

Planes and Larose, 2013). Les mesures de CWI ont été analysées pour des perturbations variables de l'état de contrainte, avec des chargements de quelques MPa ou bien plus faibles (50 kPa) (p.ex. Larose and Hall, 2009).

Dans le cadre du manuscrit, nous nous intéresserons particulièrement à l'impact de la déformation élastique sur les déphasages observés. Pour cela, nous serons amenés à étudier l'effet d'un essai uni-axial et du chauffage cyclique d'un échantillon diffusif. Dans la partie introductive des sections 3.2 et 3.4, nous détaillerons plus amplement les résultats d'études antérieures couvrant de telles thématiques.

Ces études démontrent que l'évolution du système peut être surveillée en mesurant de faibles variations de phase et de cohérence entre les signaux de *coda* de manière chronologique. Ces signaux peuvent provenir de la corrélation des enregistrements de deux récepteurs. Les approches menées à l'échelle du laboratoire permettent de surcroît d'étudier des cas idéalisés et des milieux fortement dispersifs, de manière à ce que ces informations peuvent être tirées de la comparaison directe des formes d'ondes enregistrées en différents instants de l'évolution du milieu de propagation. En appliquant un pré-traitement préalable aux signaux, les enregistrements représentés dans la figure 2.1 pourront par exemple être directement comparés par CWI afin d'étudier les infimes changements qui surviennent dans le milieu de propagation.

### 2.1.3 Interprétation des mesures de CWI et identification des processus physiques à leur origine

Quels sont les processus physiques à l'origine de ces mesures de CWI? Autrement dit, quels sont les changements intervenants dans le milieu de propagation qui sont à la source des observations?

D'un point de vue lexical, nous avons souligné dans le chapitre 1 que nous distinguons le terme de *changement*, qui réfère à l'ensemble des processus physiques à l'origine des mesures de CWI (changements dans les propriétés du matériau et variations de vitesse, déformation du système), de celui de *perturbation* qui renvoie à toutes les tensions appliquées au système et induisant la réponse mécanique du matériau (variations de contrainte, de température, de saturation etc.).

Nous commençons par évoquer le formalisme usuellement employé pour interpréter les déphasages observés par CWI. Dans les paragraphes suivants, nous décrivons différents processus induisant l'observation de retards de temps de parcours et liés à la déformation élastique du milieu. Les effets de ces processus seront en particulier modélisés par la suite. Nous distinguerons enfin les processus induisant un déphasage entre les signaux comparés (section 2.1.3), et ceux à l'origine d'une variation de leur cohérence (section 2.1.3).

#### Différentes contributions aux retards de temps de parcours $dt$ observés par CWI

Le formalisme le plus communément utilisé afin d'interpréter les retards de temps de parcours observés par CWI assimile ces mesures à de faibles variations de la vitesse des ondes sismiques (Snieder et al., 2002). Ces variations de vitesses sont elles-mêmes causées par les changements qui surviennent dans les propriétés physiques du matériau du fait de la perturbation appliquée au milieu (p.ex. Lockner et al., 1977; Stehly et al., 2007).

Lorsque la variation de vitesse est homogène dans l'espace, il est ainsi possible de relier le retard de temps de parcours  $dt$  observé à la modification de vitesse  $dV$ . En effet, considérant la variation relative de ces deux grandeurs, il est possible d'écrire une relation de proportionnalité entre les deux perturbations :  $dt/t = -dV/V$  (Snieder et al., 2002). Lorsque la variation de vitesse fluctue dans l'espace, la relation entre les retards de temps de parcours mesurés et le changement de vitesse est plus complexe. Dans ce cas, la répartition spatiale de la variation de vitesse peut être

estimée en formulant un problème linéaire inverse standard (voir section 2.1.4). Les noyaux de sensibilité  $K_{er}$  reliant dans ce cas les variations de temps de parcours  $dt$  à la vitesse, dépendent de la répartition spatiale de la densité énergétique des ondes de *coda* (voir section 2.1.4).

**Une contribution de la déformation géométrique du milieu de propagation** L'approche classique, qui se résume par la relation  $dt/t = -dV/V$ , conduit néanmoins à négliger les effets directs de la déformation géométrique du milieu de propagation sur les retards de temps de parcours quantifiés par CWI. En effet, l'application d'une contrainte va induire un changement de forme du milieu, se traduisant par une variation de son volume. Cet aspect purement géométrique de l'évolution du système impacte les mesures de délais, ce qui se traduit théoriquement par une dépendance du retard relatif observé,  $dt/t$ , vis-à-vis de la déformation volumétrique, quantifiant ce changement de volume. Cet effet est généralement considéré comme étant de quelques ordres de grandeur inférieurs à l'effet causé par les variations de vitesse. Par exemple, Yamamura et al. (2003) mesurent une différence de 3 ordres de grandeur entre la déformation et les variations temporelles relatives  $dt/t$  (dont l'ordre de grandeur est de  $10^{-3}$ ).

À l'aide du modèle numérique développé, nous tenterons notamment de quantifier ces effets directs de la déformation du milieu sur les mesures de CWI.

En plus d'avoir un impact sur la déformation géométrique du milieu de propagation, l'application d'une perturbation, par exemple une contrainte thermique ou mécanique, aura un effet sur les propriétés physiques du matériau, et par conséquent sur les vitesses des ondes élastiques qui se propagent dans le milieu. Cette relation traduit un autre type de contribution aux retards de temps de parcours mesurés par CWI. Cet effet de la réponse mécanique du matériau se manifeste dans notre étude à partir de deux processus distincts.

**Changements locaux de densité et variations de vitesse des ondes élastiques** Le premier de ces effets découle des relations permettant d'exprimer les vitesses des ondes P et S se propageant dans un milieu élastique et isotrope, à partir des propriétés physiques du matériau. Notons ainsi  $Cst$ , une constante qui s'exprime en fonction de ces paramètres, par exemple à partir du rapport de Poisson  $\nu$  et du module d'Young  $E$ . Supposons en outre que les modules élastiques demeurent constants au cours du chargement. Il est ainsi possible de relier la densité  $\rho$  du matériau à la vitesse des ondes (Eq.2.3).

$$V = \sqrt{\frac{Cst}{\rho}} \quad (2.3)$$

Compte tenu de cette équation, une perturbation locale de la densité impactera la vitesse des ondes élastiques propagées dans le milieu. Or, la densité sera localement modifiée par les variations volumiques subies par le milieu lors de sa déformation.

Nous introduisons ici la notion de déformation volumétrique,  $e_{vol}$ , caractérisant la variation relative de volume  $Vol$  sous réserve de la faible déformation du milieu. En supposant la conservation de la masse du système, nous relierons cette mesure de la déformation du milieu à la variation relative de densité :  $e_{vol} = dVol/Vol_0 = -d\rho/\rho_0$ , où  $\rho_0$  et  $Vol_0$  sont respectivement la densité et le volume initial. Il est donc possible de dériver une équation décrivant l'effet direct de la déformation du milieu de propagation sur une propriété physique du matériau, à savoir sa densité. Cette relation permet en outre de prédire les variations relatives de vitesse (ou de temps de parcours,  $dt/t$ ) induits par des niveaux de déformation variables. Commençons par différencier l'équation 2.3 :

$$\frac{dV}{V} = -0.5 \frac{d\rho}{\rho} \quad (2.4)$$

Compte tenu de la relation proposée entre les variations relatives de volume et de densité, nous obtenons l'équation 2.5, reliant la variation relative de vitesse à la déformation volumétrique.

$$\frac{dV}{V} = -0.5 \frac{d\rho}{\rho} = 0.5 \frac{dVol}{Vol} = 0.5 e_{vol} \quad (2.5)$$

Cette équation traduit l'impact de changements locaux de densité sur les vitesses des ondes propagées dans le milieu : elle relie les variations relatives de vitesse et de volume à travers un coefficient de proportionnalité de 0.5. L'équation 2.5 permet de prédire la variation relative de délais observée pour différents états de déformation du système, et définit un modèle qualifié de « modèle de dilatation/contraction temporelle ».

**Déformation et variation des propriétés élastiques du matériau** La déformation du milieu de propagation aura de surcroît un impact sur les propriétés élastiques du matériau, ce qui conduit *de facto* à faire varier la vitesse des ondes élastiques.

Dans la section 3.4, nous employons une approche empirique afin de tester l'effet d'un chargement thermique sur les vitesses des ondes propagées, et donc sur les mesures de CWI. En utilisant les équations reliant la vitesse des ondes P et S aux propriétés physiques du matériau, et à l'aide de modules d'élasticité mesurés à des températures variables pour un échantillon de roche similaire, nous modéliserons l'influence du chargement thermique d'un échantillon de granite sur les retards de temps de parcours  $dt$ .

Dans la section 3.2.3, nous employons une approche plus fondamentale afin d'évaluer les effets acousto-élastiques de la déformation d'un milieu diffusif sur les vitesses des ondes.

L'acousto-élasticité est un domaine de la physique des matériaux étudiant les effets d'un chargement élastique et statique sur les vitesses des ondes propagées dans le milieu. Il définit donc un formalisme permettant d'interpréter les changements de vitesses sismiques induits par une variation de contrainte ou la déformation du système. Ces effets ont été expliqués théoriquement pour un milieu de Green élastique ou hyperélastique, c'est-à-dire un milieu élastique où les contraintes dépendent uniquement de l'état actuel de déformation (Smith, 1963). Dans ce cas, l'énergie élastique stockée par unité de volume non déformée, notée  $W_{elas}$ , est une fonction polynomiale du tenseur de contrainte  $\mathbf{e}$  :

$$W_{elas}(\mathbf{e}) = \frac{1}{2} C_{ijkl}^2 e_{ij} e_{kl} + \frac{1}{6} C_{ijklmn}^3 e_{ij} e_{kl} e_{mn} + \dots \quad (2.6)$$

Nous employons ici la convention de sommation d'Einstein, c'est-à-dire une sommation implicite sur les indices répétés. Les coefficients  $C_{ijkl}^2$  réfèrent aux constantes élastiques du second ordre, et les coefficients  $C_{ijklmn}^3$  sont des constantes élastiques du troisième ordre, ou TOECs (Smith, 1963; Toupin and Bernstein, 1961). Classiquement, pour les petites déformations, la relation décrite par l'équation 2.6 se simplifie de manière à ce que seules les constantes élastiques du second ordre soient préservées dans l'expression de  $W_{elas}$ . La relation constitue une simplification de l'expression à un ordre inférieur et caractérise donc des effets d'élasticité linéaire du premier ordre. La prise en compte d'un ordre plus élevé nécessite l'utilisation des constantes élastiques du troisième ordre.

Dans cette situation, Hughes and Kelly (1953) ont montré que les vitesses des ondes de compression et de cisaillement peuvent varier de manière anisotrope, d'une petite quantité proportionnelle au chargement appliqué. Ceci demeure valide même pour un matériau élastique isotrope. Le comportement anisotrope observé est dû à la non-linéarité de la relation entre la contrainte et la déformation. Les relations décrivant ce phénomène sont dérivées de la théorie de Murnaghan des déformations finies (Murnaghan, 1951) et font intervenir les TOECs. Ces constantes peuvent être déterminées expérimentalement en étudiant la variation de la vitesse de phase en fonction de la contrainte appliquée au système (p.ex. Si-chaib et al., 2011; Smith, 1963).

La nomenclature des constantes du troisième ordre n'est cependant pas universelle et dépend des auteurs qui les définissent. Green and Green (1973) propose un tableau qui met en relation cinq définitions distinctes de ces TOECs. Nous utilisons ici la nomenclature proposée par Murnaghan, qui désigne ces paramètres par les lettres  $L$ ,  $M$  et  $N$ .

Afin de traduire ces effets acousto-élastiques, définissons des coefficients élastiques apparents  $C_{ijkl}^*$ . Dans l'équation 2.7, ceux-ci permettent de relier le tenseur de déformation  $\mathbf{e}$  au tenseur des contraintes  $\sigma$ , sa valeur initiale étant notée  $\sigma_0$ .

$$\sigma_{ij} = \sigma_{0ij} + \sum_{k,l} C_{ijkl}^* e_{kl}, \quad (2.7)$$

Ces coefficients élastiques sont définis à l'aide de l'équation 2.8. L'expression fait intervenir les constantes élastiques du deuxième ordre (les coefficients de Lamé  $\Lambda$ ,  $\mu$ ), les constantes du troisième ordre ( $L$ ,  $M$ ,  $N$ ) ainsi que les composantes principales du tenseur de déformation (Hughes and Kelly, 1953).

$$\begin{aligned} C_{ijkl}^* = & [\Lambda + 2(L - \Lambda - M) e_{vol} + 2(\Lambda + M)(e_i + e_k) - 2\mu e_j] \delta_{i,j} \delta_{k,l} + \\ & [\mu + (\Lambda + M - \mu) e_{vol} + 2\mu(e_i + e_j + e_l)(\delta_{i,k} \delta_{j,l} + \delta_{i,l} \delta_{j,k}) + \\ & \frac{1}{2} N \sum_{\nu} (\delta_{j,\nu,k}^{i,\nu,l} + \delta_{j,\nu,l}^{i,\nu,k}) e_{vol} \end{aligned} \quad (2.8)$$

Nous employons ici, tout comme dans l'équation 2.6, une sommation implicite sur les indices répétés. Les symboles  $\delta$  font référence aux fonctions usuelles du delta de Kronecker. Nous pouvons aisément vérifier que l'utilisation de coefficients du troisième ordre nuls ( $L = M = N = 0$ ) conduit à obtenir la relation générale de Hook. Compte tenu de l'expression des coefficients apparents  $C_{ijkl}^*$ , les effets acousto-élastiques décrivent la propagation d'un champ d'ondes anisotrope pour lequel la vitesse des ondes dans une direction donnée de l'espace dépend de l'état de déformation du système. Les équations 2.7 et 2.8 traduisent en cela l'effet d'une évolution des propriétés physiques apparentes du matériau sur les retards de temps de parcours quantifiés par CWI.

Nous décrivons ici un ensemble de processus physiques reliés à la déformation élastique et réversible du milieu. La prise en compte de l'effet de ces phénomènes sur les mesures de CWI nous conduira à proposer un modèle numérique analogique traduisant l'impact d'une perturbation sur les retards de temps de parcours évalués par CWI.

### Mesure de perte de cohérence et variations structurelles du milieu de propagation

Les changements quantifiés par CWI consistent usuellement en de faibles variations de la *phase* des signaux, mais aussi en une variation de leur *cohérence*. Des résultats théoriques et expérimentaux ont montré que la variation de la cohérence des signaux était due à des perturbations induisant un changement dans la structure du milieu de propagation, modifiant les propriétés de diffusion du matériau (Larose et al., 2010; Planes et al., 2014; Rossetto et al., 2011).

Des simulations numériques ont par ailleurs montré que les changements de cohérence permettaient de détecter des changements structurels dont la dimension caractéristique était de l'ordre de  $\lambda/5$ , où  $\lambda$  est la longueur d'onde des signaux étudiés (Planes, 2013). En revanche, des études basées sur l'observation de déphasages n'ont jusqu'à présent détecté et localisé des changements que lorsqu'ils étaient plus grands que  $\lambda$  (p.ex. Brenguier et al., 2008; Duputel et al., 2009; Hillers et al., 2015b; Obermann et al., 2014).

Considérons à nouveau l'étude mentionnée dans le Chapitre 1 et relative au site de Saint Gall. Obermann et al. (2015) ont mis en évidence un lien entre les opérations d'injection et la perte de cohérence mesurée entre les formes d'onde. En revanche, un déphasage significatif n'est pas observé pendant ces mêmes activités industrielles, comme en atteste la partie supérieure de la figure 1.3. Les auteurs suggèrent plusieurs pistes afin de justifier cette observation : la faible étendue de

la perturbation ou bien les limites de l'approche suivie, compte tenu de la bande de fréquences restreinte qui avait pu être analysée.

Puisque ce sont des processus physiques distincts qui sont à l'origine de la mesure de variations de phase et de cohérence entre les signaux, l'observation chronologique simultanée de ces deux grandeurs permettrait de nous renseigner sur les différents types de changements qui sont susceptibles de survenir dans le milieu.

#### 2.1.4 Mesures de CWI et localisation de la perturbation : utilisation des noyaux de sensibilité

L'interférométrie des ondes de *coda* repose donc sur l'analyse des longs trajets des ondes de la *coda* et vise à étudier les changements infimes survenant dans le milieu de propagation, à partir notamment de modifications dans la phase et dans la cohérence des signaux. Si dans les travaux présentés dans ce document, nous focalisons principalement notre effort sur la mise en évidence de telles variations dans le temps ou en fonction du chargement appliqué au milieu de propagation, un travail complémentaire consiste à localiser dans l'espace les changements responsables pour ces observations. L'étude du comportement temporel (ou à charge variable) nous sera utile afin de développer un modèle numérique analogique et afin de questionner les processus physiques à l'origine des mesures de CWI. Pour la surveillance de structures, qu'elles soient géologiques ou bien façonnées par l'Homme, il reste toutefois souhaitable de s'intéresser aux trois autres dimensions : comment étudier la localisation des changements intervenants dans le milieu de propagation et est-il possible d'en inférer la répartition spatiale ?

Afin d'étudier la répartition du changement à partir de l'empreinte qu'il laisse sur le champ d'ondes diffus, une première approche peut consister à calculer numériquement les formes d'onde *avant* et *après* que la perturbation responsable pour ces changements ait été appliquée au système. L'utilisation d'un réseau dense de capteurs permet d'étudier la répartition spatiale des mesures de CWI. Nous pourrions mettre cette démarche à profit du fait de la flexibilité de l'approche numérique que nous proposerons dans la suite du manuscrit.

Cette stratégie demeure néanmoins peu pratique lorsqu'on cherche à étudier des changements dont la distribution spatiale est complexe. Dans ce cas, il est utile de définir des noyaux de sensibilité. Ces fonctions de l'espace permettent de relier la mesure de CWI, observée dans une fenêtre temporelle donnée de la *coda*, au changement survenant dans le milieu. Les noyaux de sensibilité dépendent entre autres de la répartition spatiale de la densité énergétique des ondes de *coda* étudiées. De ce fait, leur calcul dépend de la configuration source-récepteur choisie, mais aussi de la fenêtre de signal analysée.

Différents noyaux de sensibilité ont été définis en fonction des conditions de propagation étudiées, et en fonction des couples de grandeurs qu'ils permettent de relier. Notant la fonction de l'espace  $K_{er}(\mathbf{r})$ , ils ont notamment été utilisés pour relier la variation du temps de parcours  $dt$  (la grandeur physique mesurée) à une perturbation de vitesse (le changement à localiser) dans différentes situations : pour des ondes faiblement dispersées (Pacheco and Snieder, 2006) et pour des ondes à diffusion multiple (Pacheco and Snieder, 2005). Dans l'équation 2.9, cette perturbation est exprimée en fonction de la lenteur  $s$ , à savoir l'inverse de la vitesse.

$$dt = \int K_{er}(\mathbf{r}) \frac{ds}{s}(\mathbf{r}) dV \quad (2.9)$$

Pour une phase sismique et pour une géométrie source-récepteur donnée, ces noyaux de sensibilités renseignent donc sur la sensibilité des retards de temps de parcours observés vis-à-vis des changements à l'origine de ces délais. Compte tenu de l'équation 2.9, il est possible d'établir un problème d'inversion linéaire standard dont la résolution permet d'évaluer la distribution spatiale de la perturbation de vitesse. Kanu and Snieder (2015) montrent comment un ensemble d'observations de CWI permet d'évaluer la distribution spatiale du changement par inversion. L'éva-

luation chronologique de cette distribution spatiale permet de localiser ces changements dans le temps (p.ex. Obermann et al., 2014). Une telle approche en quatre dimensions à notamment permis d'étudier l'évolution spatio-temporelle de changements en lien avec des événements sismiques.

## 2.2 Quelques éléments de méthodologie

### 2.2.1 Principes du schéma numérique

Après avoir décrit quelques éléments théoriques à la base des techniques employées dans le cadre de la thèse, nous détaillons les différents aspects méthodologiques contribuant au développement des modèles numériques décrits dans le manuscrit.

#### Architecture du schéma numérique

**Une combinaison de codes de simulation par éléments finis** Plusieurs méthodes numériques permettent de calculer des sismogrammes synthétiques et de résoudre des problèmes de mécanique élastique. On peut citer en particulier les approches de modélisation discrète par éléments finis et par différence finie. Ces méthodes emploient la puissance computationnelle à disposition pour résoudre des équations sur un ensemble discret de points ou bien au sein d'un ensemble d'éléments de discrétisation. Ces méthodes ont le grand avantage de pouvoir traiter des modèles dont la complexité est arbitraire. Leur coût de calcul augmente néanmoins avec la complexité de la grille de maillage choisie pour représenter le milieu étudié. Historiquement, les approches par différences finies ont été utilisées plus souvent que les éléments finis en raison de leur simplicité, mais elles peuvent aussi avoir des difficultés à traiter correctement les conditions aux limites. Dans ce cas, les approches par éléments finis sont plus appropriées. Elles divisent le modèle en une série d'éléments de volume dont les propriétés physiques sont spécifiées, et font correspondre les conditions aux limites appropriées entre les éléments adjacents.

Le schéma numérique consiste en la répétition d'une boucle de travail (Fig. 2.6) basée sur la combinaison de deux codes de simulation discrète. Chaque itération se compose de trois phases distinctes, et met à profit le code de déformation par éléments finis Code Aster et le code de propagation d'ondes Specfem2D. Notons par ailleurs que Specfem2D est un programme d'éléments finis qui se base sur la mise en œuvre de la méthode des éléments spectraux (Komatitsch and Vilotte, 1998).

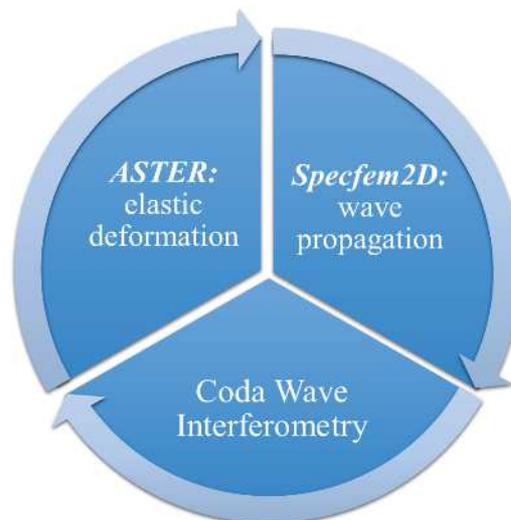


FIGURE 2.6 – Détails du principe du schéma numérique. La déformation élastique du milieu, à chaque étape de chargement, est obtenue par une approche par éléments finis 2D (Code Aster). La propagation des ondes sismiques est modélisée dans le milieu à l'aide d'une approche par éléments spectraux (Specfem2D) avec le même maillage. Les formes d'onde synthétiques produites par le code de propagation d'onde sont analysées à l'aide de l'interférométrie d'ondes de *coda*.

**Discretisation et déformation du maillage** Nous choisissons de développer un modèle numérique bidimensionnel, ce qui constitue un choix qui sera discuté dans le chapitre 3 au regard de mesures d'un modèle 3D. Au début de la simulation, le milieu de propagation<sup>3</sup> est discrétisé à l'aide d'une grille de maillage définissant un plan  $(X, Y)$ . Ce maillage est composée d'éléments quadrangulaires, ce qui est une condition nécessaire à son utilisation dans les deux codes de modélisation employés. La grille de maillage est générée à l'aide de GMSH, un générateur de maillage sous licence publique générale GNU pouvant être employé afin de générer des maillages quadrangulaires 2D. La grille est obtenue à l'aide d'un algorithme de type Delaunay et est optimisée afin d'obtenir des éléments quadrangles à quatre nœuds. L'optimisation du maillage est basée sur un algorithme dit de « Blossom », proposé par défaut par GMSH. Il emploie un algorithme d'appariement parfait à coût minimal pour générer des éléments de maillage quadrilatéraux complets (éléments QUAD4, à 4 nœuds, adaptés pour les deux codes de modélisation par éléments finis utilisés) à partir de triangles (Remacle et al., 2012).

Le maillage, après avoir été initialement discrétisé, est déformé de façon itérative à l'aide du logiciel par éléments finis Code Aster. Chaque étape de chargement consiste à résoudre un problème de mécanique statique et/ou un problème de thermique en régime quasi-statique. Ces problèmes sont notamment définis à partir des conditions aux bords appliquées au milieu. Les différents milieux modélisés, les paramètres mécaniques utilisés pour caractériser les milieux et la nature des conditions aux limites qui leur sont appliquées, seront détaillés au cas par cas, au regard des différentes expériences considérées dans le manuscrit. La résolution du problème mécanique par Code Aster, c'est-à-dire la résolution des équations d'équilibre statique en chaque élément du maillage, aboutit à la mesure du champ de déplacement aux nœuds. Au cours de chaque boucle de simulation, le maillage est donc déformé en déplaçant les nœuds de la grille, tout en préservant sa continuité.

**Modélisation de la propagation des ondes** Le maillage déformé constitue une entrée du code Specfem2D (Komatitsch and Vilotte, 1998). Il permet de simuler la propagation d'un champ d'ondes dans le milieu déformé, caractérisé par la grille de maillage importée depuis le code de déformation Code Aster. Dans le solveur, le champ d'ondes est ensuite décrit aux points de Gauss-Lobatto-Legendre (points GLL) sur la base de polynômes de Lagrange d'ordre 5; une procédure qui est usuelle dans les méthodes à éléments spectraux. Mentionnons à ce sujet les équations résolues par le code de propagation d'onde (Komatitsch and Vilotte, 1998; Komatitsch et al., 2005). La forme différentielle de l'équation des ondes sismiques s'écrit classiquement sous la forme suivante :

$$\rho \partial_t^2 \mathbf{u} = \nabla \cdot \sigma + f \quad (2.10)$$

Où  $\mathbf{u}$ , fonction du temps et de l'espace, désigne le vecteur déplacement,  $\rho$  désigne la distribution de la densité,  $f$  est une force externe et  $\sigma$  est le tenseur de contrainte, lié par une relation linéaire aux gradients de déplacement  $\nabla \mathbf{u}$  (la loi de Hooke) :  $\sigma = C : \nabla \mathbf{u}$ . Pour modéliser la propagation d'ondes à travers un milieu anisotrope, nous avons déjà mentionné le fait que nous spécifions les composantes du tenseur d'élasticité  $C$  dans le code de propagation (les termes du tenseur apparaissant dans la loi de Hooke).

La forme différentielle de l'équation (Eq. 2.10), fréquemment appelée formulation « forte », est utilisée dans de nombreuses techniques numériques classiques, telles que les méthodes à différences finies. Dans les méthodes par éléments finis, il est usuel d'employer une version modifiée de l'équation appelée la formulation intégrale ou « faible » du problème. Celle-ci est obtenue en multipliant (au travers d'un produit scalaire) l'équation précédente par un vecteur arbitraire  $w$ , appelé vecteur « test ». Une intégration par parties est enfin appliquée sur le volume du modèle (voir Komatitsch et al. (2005) p.ex.).

3. on parlera aussi d'échantillon numérique ou fictif

Dans nos modèles, une onde impulsive est envoyée à travers le milieu à partir d'une source de type « point de force ». Nous considérons en particulier la propagation d'une ondelette de Ricker, usuellement utilisée pour le traitement des données sismiques. Son spectre d'amplitude est asymétrique et peut représenter la caractéristique d'atténuation de la propagation des ondes sismiques à travers des milieux homogènes visco-élastiques. L'équation 2.11 définit l'évolution temporelle de l'amplitude d'une fonction de Ricker standard de fréquence centrale  $f_0$ . Il s'agit de la deuxième dérivée d'une fonction gaussienne.

$$R(t) = [1 - 2(\pi f_0 t)^2] e^{-(\pi f_0 t)^2} \quad (2.11)$$

Considérons la propagation d'une onde dans un plan bi-dimensionnel. Au passage d'une onde P, le mouvement des particules du solide élastique s'opère dans la direction de propagation. Le mouvement lié à la propagation de l'onde S est souvent divisé en deux composantes orthogonales : la composante SV, pour laquelle le mouvement des particules s'opère dans le plan de propagation, et la composante SH, pour laquelle ce mouvement s'effectue perpendiculairement au plan de propagation. Specfem2D permet de modéliser la propagation d'une onde de polarisation P-SV ou bien SH. Le code permet de considérer des matériaux isotropes ou bien anisotropes. Pour ces derniers, nous spécifions au code de propagation les coefficients du tenseur d'élasticité reliant contraintes et déformations.

Les récepteurs peuvent être localisés à n'importe quel nœud du maillage. Nous considérerons ainsi les enregistrements obtenus en un ensemble discret de récepteurs constitutifs d'un réseau de capteurs, ou bien les enregistrements concédés par un unique récepteur faisant face à la source. L'utilisation d'un réseau de capteurs permettra en particulier d'évaluer la sensibilité de la mesure vis-à-vis de la position du récepteur, et conduit à analyser la variabilité spatiale des mesures de CWI. Dans Specfem2D tout comme Code Aster, nous utilisons une convention de déformation plane<sup>4</sup>, c'est-à-dire que la déformation hors plan est nulle par définition, mais que la contrainte hors plan n'est pas égale à zéro. Nous verrons dans un paragraphe ultérieure qu'un ensemble de conditions doivent être remplies afin que le code de modélisation permette de produire des signaux synthétiques précis et exacts : éviter l'instabilité du schéma temporel utilisé pour la résolution des équations aux dérivées partielles et éviter tout effet dispersif de la grille.

Les formes d'onde synthétiques sont enfin comparées de manière itérative par CWI. La boucle de la figure 2.1 est répétée de manière itérative, pour chaque étape de la procédure de chargement multi-étagée appliquée.

**Code Aster et Specfem2D : deux approches par éléments finis distinctes** Notons cependant une différence fondamentale entre les deux codes de simulation par éléments finis mentionnés. Specfem2D est en effet un code de modélisation discrète par éléments finis s'appuyant sur l'application de la méthode des éléments spectraux.

La méthode des éléments spectraux est une formulation de la méthode des éléments finis, qui utilise des degrés élevés de polynômes par morceaux comme fonctions de base pour l'interpolation, l'intégration, et la représentation des champs fonctionnels aux éléments. Si les étapes de résolution sont similaires dans les deux approches (décomposition du milieu en éléments, interpolation des fonctions aux éléments, intégration des fonctions sur l'élément...), les méthodes usuelles par éléments finis emploient des polynômes de degré 1 ou 2 pour fonctions de base (voir les fonctions de forme, mentionnées dans la section 2.2.3), alors qu'un interpolant de Lagrange de degré supérieur est utilisé dans l'approche par éléments spectraux. Associée à la quadrature GLL, cette formulation des éléments finis facilite notamment la mise en œuvre parallèle du code.

4. ce choix sera notamment discuté dans la section 3.2.4

### Les méthodes d'interférométrie employées dans le cadre du manuscrit

Dans le cadre des études décrites dans le manuscrit, nous employons deux méthodes d'interférométrie distinctes. La comparaison des résultats fournis par les deux approches permet de vérifier la consistance de ces mesures. Afin de comparer les formes d'ondes caractérisant le système à deux dates distinctes de son évolution, nous utilisons de ce fait :

- une méthode dite « d'étirement »,
- une méthode s'appuyant sur la corrélation croisée de signaux fenêtrés.

Afin de décrire ces deux méthodes au regard de mesures synthétiques, nous détaillerons leur principe dans la section 2.3.3. De plus, les formes d'ondes acquises à partir de nos expériences seront comparées au moyen de deux démarches distinctes.

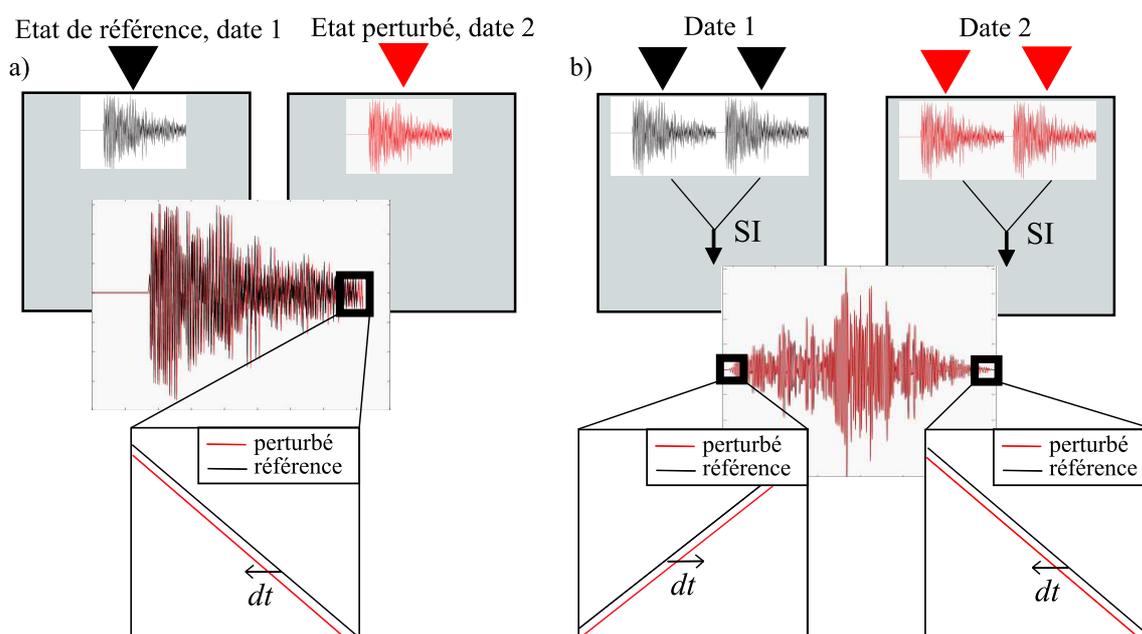


FIGURE 2.7 – Illustration des deux approches employées afin de comparer par interférométrie les formes d'ondes caractérisant le système à deux dates distinctes de son évolution. (a) Principe de l'approche directe dans laquelle les enregistrements acquis à deux dates distinctes, en une station donnée du réseau, sont comparés par CWI. Dans l'approche présentée en (b), les enregistrements de deux stations distinctes sont d'abord corrélés. Ce sont les parties causales et acausales des fonctions de corrélation croisée calculées à deux dates distinctes de l'évolution du système qui sont comparées par CWI. *SI* = Interférométrie sismique

Dans les sections 2.3 et dans les études décrites dans le chapitre 3, nous comparons chronologiquement les formes d'ondes enregistrées en une station donnée du réseau. Nous confrontons donc directement les signaux acquis en cette station à différents instants de l'évolution du système (voir Fig. 2.7, (a)). Nous y étudions, à l'échelle du laboratoire, des systèmes idéalisés fortement diffusifs dans lesquels se propagent un champ d'onde multi-diffusé dont la partie de *coda* est sensible à la perturbation appliquée.

Dans le cadre de l'approche suivie dans le chapitre 4, nous reconstruisons au préalable la fonction de corrélation croisée. Celle-ci est calculée à partir des enregistrements de deux stations de surface, acquis à une date donnée de l'évolution du système. L'image (b) de la figure 2.7 illustre cette démarche, qui est identique à celle employées par des études temporelles basées sur l'interférométrie du bruit sismique ambiant (ANI). Les méthodes de CWI sont ainsi appliquées afin de comparer les parties causales et acausales des fonctions de corrélation calculées en différentes dates de l'évolution du système.

### Couplage des deux codes de modélisation discrète

L'architecture du schéma numérique suppose le couplage efficace des deux codes de modélisation discrète, Specfem2D et Code Aster. Leur combinaison au sein du schéma de travail présenté précédemment nécessite de les faire utiliser un maillage commun à chaque étape de chargement.

Dans GMSH, la géométrie du milieu est décrite en définissant des points, des lignes orientées et des surfaces représentatives. Ces entités géométriques de base peuvent être regroupées. Leur regroupement définit des « entités physiques », qui sont des unités à part entière du maillage. Elles permettent entre autres de définir les éléments géométriques constitutifs du milieu (comme par exemple ses bords) et de caractériser la rhéologie de différents ensembles d'éléments (comme par exemple un ensemble d'hétérogénéités). La figure 2.11 illustre par exemple la manière dont nous décomposons une grille de maillage en un ensemble d'entités physiques. Ces éléments fictifs définissent les bords du milieu (a), les hétérogénéités (b), ou bien le milieu environnant (c).

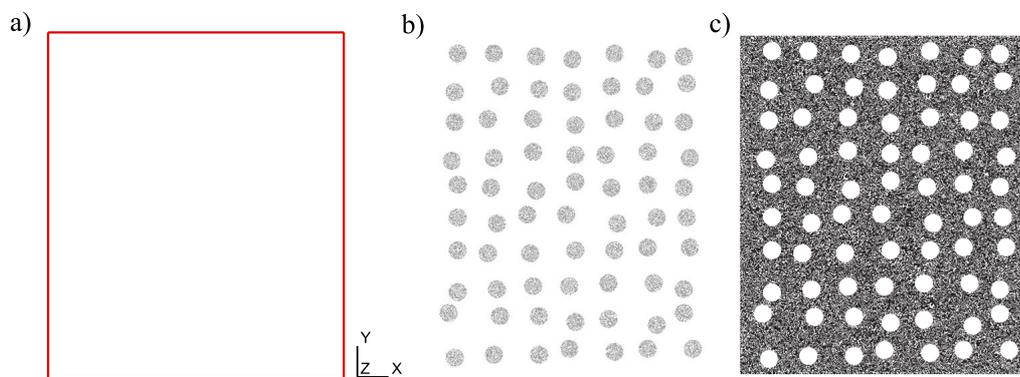


FIGURE 2.8 – Le maillage bidimensionnel est constitué d'un ensemble d'entités physiques : (a) les bords du milieu, (b) les hétérogénéités circulaires, (c) le milieu environnant.

Le couplage repose sur l'utilisation des mêmes entités physiques et de la même grille de maillage dans les deux codes. Specfem2D traite un maillage au format GMSH (Format de fichier de maillage natif de GMSH), ce qui permet de définir, indépendamment de l'outil de maillage très basique du code, un milieu de propagation avec un ensemble complexe d'inclusions et d'hétérogénéités. Code Aster traite un maillage au format MED. Le couplage entre les deux codes a donc demandé de mettre en place la conversion du format GMSH vers le format MED. Cette conversion est assurée par le code GMSH, lui-même utilisé pour discrétiser le maillage. L'utilisation de ces entités physiques permet en outre d'affecter, à chaque sous-ensemble du maillage, des propriétés physiques spécifiques à un certain matériau. Dans Specfem2D tout comme dans Code Aster, un fichier de paramètres permet de spécifier ces données.

Dans le code de propagation d'ondes, lorsque nous considérons un milieu isotrope, nous imposons typiquement la densité ainsi que les vitesses isotropes de propagation des ondes. S'il s'agit de modéliser la propagation d'un champ d'ondes traversant un matériau anisotrope, nous spécifions les coefficients du tenseur d'élasticité permettant de relier contraintes et déformations. Ces propriétés sont usuellement imposées **de manière uniforme** au sein de chaque ensemble de nœuds définissant une entité physique.

Indépendamment de cette manière de procéder, Specfem2D permet d'affecter la valeur de ces paramètres **de manière plus locale**, au moyen d'un modèle dit « externe ». Ceci permet de définir les propriétés physiques en chaque nœud de la grille de maillage et d'imposer le comportement de la matière de manière locale. Un tel modèle externe permet en outre de définir ces propriétés en fonction de paramètres internes au code : afin de spécifier la rhéologie propre à chaque sous-ensemble de maillage, il est possible, par exemple, d'employer le numéro de l'entité physique.

Le modèle externe permet aussi de définir ce comportement en fonction de paramètres impor-

tés. Il est notamment possible d'utiliser des données issues de Code Aster. Aussi, à partir du champ de déformation calculé aux nœuds du maillage par le code de déformation, une interpolation linéaire de ces mesures aux nœuds des éléments spectraux utilisés par Specfem2D permettra de définir un comportement physique propre à chaque nœud, en fonction des composantes du tenseur de déformation. Cette méthode sera employée en particulier dans la section 3.2 afin d'affecter des propriétés physiques de manière discrète, en chaque nœud du maillage. Une telle démarche permet d'étudier les effets de la déformation du système sur les vitesses des ondes propagées dans le milieu.

### 2.2.2 Caractérisation acoustique et mécanique des milieux étudiés

En fonction des applications considérées, nous serons amenés à modéliser différents milieux de propagation dont les géométries et les paramètres mécaniques seront variables. Nous considérerons différentes procédures de chargement et nous modifierons les paramètres de Specfem2D, tels que la fréquence et l'échantillonnage de la source et des récepteurs. Les spécificités de chacune de ces expériences seront détaillées au cas par cas, dans les parties du manuscrit qui leur sont relatives.

Pour chacune d'entre elles, nous serons néanmoins amenés à vérifier un ensemble d'hypothèses définissant le cadre de l'étude. En effet, nous nous intéresserons systématiquement à l'impact de la déformation *élastique* de milieux *représentatifs* sur les *mesures de CWI*.

- Les conditions nécessaires à appliquer des techniques d'interférométrie doivent être remplies. En particulier, les milieux étudiés doivent être favorables à l'établissement d'un régime de forte diffusion.
- Le milieu étudié doit être déformé de manière élastique, étant donné le chargement appliqué.
- Enfin, les milieux fictifs des modèles numériques seront développés de manière à ce qu'ils soient représentatifs d'échantillons réels. Pour chaque modèle, le milieu de propagation utilisé doit donc reproduire fidèlement les propriétés de l'échantillon de laboratoire ou du système réel qui est pris pour référence.

La vérification des hypothèses relatives au cadre de nos études nécessite donc de caractériser les propriétés de diffusion et les propriétés mécaniques des systèmes étudiés.

#### Principe de la caractérisation acoustique des milieux

Nous commençons par décrire les méthodes employées pour caractériser les propriétés de diffusion du milieu. La caractérisation est basée sur l'évaluation de deux grandeurs physiques, chacune d'elles contribuant à la validation des hypothèses relatives au cadre de l'étude. Nous caractérisons le régime de propagation en mesurant la *variation temporelle de l'énergie sismique*  $W(t)$  et en inversant le *libre parcours moyen*  $\ell$  à partir de ces observations.

Considérons l'enregistrement d'un champ d'ondes se propageant dans un milieu à partir d'un point source. Nous en déduisons la variation temporelle de la densité d'énergie  $W(t)$ . Pour une distance fixe  $D$  entre la source et le récepteur, il s'agit d'une fonction du temps définie par l'équation 2.12, où  $\Theta$  (en  $\text{m.s}^{-1}$ ) fait référence au signal mesuré au récepteur et  $H$ , à la transformation de Hilbert. Elle permet de caractériser la variation temporelle de l'énergie sismique, pour une position donnée de la source et du récepteur.

$$W(t) = \Theta(t)^2 + H[\Theta(t)]^2 \quad (2.12)$$

Nous estimons ensuite le libre parcours moyen  $\ell$ , défini comme la distance moyenne entre deux événements de diffusion successifs (voir Fig. 2.3). Nous utilisons une procédure de minimisa-

tion des moindres carrés afin de comparer la variation temporelle de la densité d'énergie observée à celle prévue par un modèle de diffusion.

Le modèle de diffusion proposé caractérise la variation temporelle de l'énergie sismique d'ondes multi-diffusées. En fixant la distance source/récepteur  $D$ , le modèle décrit par l'équation 2.13 fait intervenir  $E_0$ , l'énergie de la source,  $V_S$  la vitesse de l'onde S, la longueur caractéristique d'absorption intrinsèque  $\ell_a$  et le libre parcours moyen  $\ell$  (Dainty and Toksoz, 1977; Dainty and Toksöz, 1981; Margerin et al., 2005; Tregoures and van Tiggelen, 2002).

$$W(t) = E_0 \left( \frac{4\pi V_S t \ell}{3} \right)^{-3/2} e^{-\frac{V_S t}{\ell_a} - \left( \frac{3D^2}{4V_S t \ell} \right)} \quad (2.13)$$

Nous utilisons une expression logarithmique normalisée de la variation temporelle de l'énergie sismique, de la même manière que Olivier et al. (2015). En choisissant une référence temporelle adéquate,  $t_1$ , de sorte que  $W_1(t_1) = 1 \text{ J.m}^{-3}$ , et en prenant le logarithme naturel d'une fonction de référence  $U(t)$  définie ci-dessous, Wegler and Lühr (2001) montrent que l'équation 2.13 peut être exprimée comme la somme de trois termes sans dimension (voir Eq. 2.14). Chacun de ces termes consiste en la multiplication d'une fonction de base admettant pour variable le temps (c.-à-d.  $t^0$ ,  $t^1$  ou bien  $t^{-1}$ ), avec un coefficients s'exprimant en fonction des paramètres du modèle ( $a_1$ ,  $a_2$  et  $a_3$ ).

$$\ln U(t) = a_1 + a_2 t + a_3 \frac{1}{t},$$

$$U(t) = \left( \frac{W(t)}{W_1} \right) \left( \frac{t}{t_1} \right)^{3/2}, \quad (2.14)$$

$$a_1 = \ln \left( \frac{E_0}{W_1} \right) \left( \frac{4\pi V_S t_1 \ell}{3} \right)^{-3/2}, \quad a_2 = -\frac{V_S}{\ell_a}, \quad a_3 = -\frac{3D^2}{4V_S \ell}$$

À partir de la variation temporelle observée (Eq. 2.12), nous calculons l'expression logarithmique et normalisée de la densité d'énergie en multipliant l'équation 2.12 par le facteur  $t^{3/2}$  et en prenant son logarithme naturel, de façon à reconstruire la partie de gauche de l'équation 2.14.

Les coefficients  $a_1$ ,  $a_2$  et  $a_3$  sont mesurés de la même manière que par Olivier et al. (2015), en appliquant une minimisation des moindres carrés afin d'adapter les observations et le modèle de diffusion décrit dans l'équation 2.13. Le libre parcours moyen  $\ell$  est enfin estimé à partir du coefficient  $a_3$  et des paramètres du problème. Dans ce chapitre, nous appliquons par exemple ces éléments à la section 2.3.2.

### Caractérisation des propriétés mécaniques des milieux étudiés

Grâce aux mesures délivrées en chaque étape de la procédure de chargement, Code Aster permet d'étudier les caractéristiques mécaniques du milieu à différentes échelles. Les mesures du code de déformation permettent aussi de définir un critère d'élasticité.

La résolution du problème mécanique conduit à mesurer le champ de déplacement en chaque point de Gauss des éléments quadrangulaires de la grille de maillage. Ces points de Gauss sont les points d'intégration du maillage, c'est-à-dire les points sur lesquels le code effectue l'intégration numérique des déplacements. Ce champ de déplacement permet de calculer les composantes du champ de déformation en chaque point de coordonnée  $(x, y)$  du milieu, par dérivation. Nous détaillerons dans un paragraphe ultérieur les principes de cette dérivation numérique. Le code de déformation donne également accès aux forces nodales et au champ de contrainte en chaque point de la grille de maillage. Code Aster permet de mesurer ces grandeurs :

- à l'échelle des éléments, puisque le code permet de calculer ces grandeurs physiques aux nœuds du maillage,
- à l'échelle macroscopique<sup>5</sup>, puisque les mesures locales peuvent être moyennées (ou globalisées) sur une partie ou sur l'intégralité du système considéré.

5. c.-à-d. à l'échelle des dimensions de l'échantillon

Les grandeurs physiques délivrées par Code Aster permettent de caractériser la déformation du système. En particulier, nous emploierons la courbe illustrant la relation entre contraintes et déformations afin de caractériser le comportement mécanique du milieu (voir par exemple section 2.3.2 de ce chapitre). Par ailleurs, nous déduisons de ces mesures des contraintes équivalentes de Von Mises, qui permettent de définir un critère d'élasticité. Ces contraintes de Von Mises  $\sigma_{eq}$  sont calculées au moyen de l'équation 2.15, où  $\sigma$  fait référence au tenseur des contraintes et où  $\delta$  est le symbole de Kronecker usuel. Nous utilisons une sommation implicite sur les indices répétés.

$$\sigma_{eq} = \sqrt{\frac{3}{2} s_{ij} s_{ij}}, \quad (2.15)$$

$$s_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{1}{3} \text{Tr}(\sigma) \delta_{ij}$$

Notons  $R_e$  la limite d'élasticité en compression du matériau. Pour un essai de compression, la limite entre le domaine de déformation plastique et le domaine élastique est définie par l'égalité  $\sigma_{eq} = R_e$  : la condition  $\sigma_{eq} < R_e$  définit ainsi le domaine de déformation élastique et  $\sigma_{eq} > R_e$  le domaine plastique (voir Fig. 3.9 p.ex.).

Nous évaluons également la trace du tenseur de déformation en chaque nœud du maillage. Cette mesure est utilisée pour évaluer la déformation volumétrique  $e_{vol}$  en chaque nœud du maillage, à savoir la variation relative de volume. En effet, dans le cas de petites déformations, la variation relative du volume  $dVol/Vol_0$  est égale au premier ordre à la trace du tenseur de déformation. Lorsque la masse de l'échantillon est conservée, nous notons de plus que  $e_{vol} = dVol/Vol_0 = -d\rho/\rho_0$ . Ainsi, la déformation volumétrique nous permet de juger de l'état de déformation géométrique du milieu de propagation et de son changement de volume, ou plus intuitivement de son changement de forme.

### 2.2.3 Intégration et dérivation numérique des observations

Nous détaillons ici les méthodes conduisant à dériver le champ de déformation et à discrétiser les mesures délivrées par Code Aster en un point de coordonnées  $(x, y)$  du maillage. Nous utilisons pour cela les notions de points de Gauss et de fonction de forme, ou fonctions d'interpolation. Nous rappelons que les points de Gauss sont les points sur lesquels Code Aster effectue l'intégration numérique des déplacements.

Considérons des éléments quadrangles à 4 nœuds. Pour un tel élément, le tableau 2.1 énonce les quatre fonctions de formes associées au point de Gauss ainsi que leurs dérivées premières.

TABLEAU 2.1 – Fonctions de forme d'un élément quadrangle a 4 nœuds.

$N$	$\partial N / \partial X$	$\partial N / \partial Y$
$(1-X)(1-Y)/4$	$-(1-Y)/4$	$-(1-X)/4$
$(1+X)(1-Y)/4$	$(1-Y)/4$	$-(1+X)/4$
$(1+X)(1+Y)/4$	$(1+Y)/4$	$(1+X)/4$
$(1-X)(1+Y)/4$	$-(1+Y)/4$	$(1-X)/4$

Les composantes du tenseur de déformation  $\mathbf{e}$  sont calculées en chaque point de Gauss de coordonnées  $(x_G, y_G)$  à partir des gradients de déplacement évalués en ces points. Dans le cas bidimensionnel, les composantes  $e_{XX}$ ,  $e_{YY}$  et  $e_{XY}$  sont ainsi calculées au moyen des équations 2.16. Ces équations s'expriment à partir des dérivées partielles premières des fonctions de formes, évaluées aux points de Gauss, ainsi qu'à partir des composantes  $U_X$  et  $U_Y$  du champ de déplacement calculé par Code Aster en ces points.

$$\left\{ \begin{array}{l} e_{XX}(x_G, y_G) = \frac{\partial[U_X(X,Y)]}{\partial X}(X=x_G, Y=y_G) = \sum_i U_{Xi} \cdot \frac{\partial[N_i(X,Y)]}{\partial X}(X=x_G, Y=y_G) \\ e_{XY}(x_G, y_G) = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial[U_X(X,Y)]}{\partial Y} + \frac{\partial[U_Y(X,Y)]}{\partial X} \right) (X=x_G, Y=y_G) \\ e_{YY}(x_G, y_G) = \frac{\partial[U_Y(X,Y)]}{\partial Y}(X=x_G, Y=y_G) = \sum_i U_{Yi} \cdot \frac{\partial[N_i(X,Y)]}{\partial Y}(X=x_G, Y=y_G) \end{array} \right. \quad (2.16)$$

D'autre part, le vecteur déplacement peut être calculé en tout point de coordonnée  $(x, y)$  de l'élément. Ce calcul fait intervenir les déplacements mesurés aux points de Gauss et les fonctions de forme du tableau 2.1. De manière identique, les composantes du tenseur de déformation peuvent être intégrées en une position  $(x, y)$  quelconque de l'élément. Par exemple, la composante  $e_{XX}$  est calculée en un point de coordonnées  $(x, y)$  en utilisant les composantes obtenues par dérivation aux quatre points de Gauss de l'élément<sup>6</sup>, et en employant les fonctions de forme  $N_i$  associées à ces points :

$$e_{XX}(x, y) = \sum_{i=1}^4 e_{XXi} \cdot N_i(X=x, Y=y) \quad (2.17)$$

Le développement du modèle numérique repose sur notre capacité à mettre en place des méthodes permettant à Code Aster et à Specfem2D d'interagir. Or, le code de propagation est basé sur l'application de la méthode des éléments spectraux. Les relations mentionnées ci-dessus ont donc été utilisées afin de discrétiser les composantes du tenseur de déformation en chaque nœud des éléments spectraux employés par Specfem2D. Cette interpolation des composantes du tenseur de déformation est essentielle afin d'utiliser les mesures de Code Aster comme un *input* de Specfem2D, en particulier lorsque nous souhaitons définir un modèle qualifié d'externe (voir section 2.2.1).

#### 2.2.4 Adéquation de la grille de maillage et critère de stabilité du schéma numérique

Les approches de modélisation discrète peuvent permettre de produire des sismogrammes synthétiques précis, même pour des modèles complexes. La grille de maillage utilisée doit toutefois avoir une résolution suffisante. Généralement, un certain nombre de points de maillage par longueur d'onde (ou bien un certain nombre d'éléments par longueur d'onde), est nécessaire afin d'obtenir des résultats précis.

En trois dimensions, le nombre de points de la grille de maillage augmente avec l'inverse du cube de l'espacement de la grille,  $lc$ . De ce fait, les ressources computationnelles nécessaires augmentent rapidement. Compte tenu des capacités mises à disposition (décrites dans le paragraphe suivant), nous avons choisi d'aborder les problématiques mentionnées dans le chapitre 1 au travers d'un modèle bi-dimensionnel. La pertinence de ce choix sera discutée dans la section 3.2.4, en confrontant nos mesures numériques à celles d'expériences en laboratoire.

La longueur caractéristique des éléments du maillage  $lc$ , c'est-à-dire la distance caractéristique entre deux nœuds successifs, est donc un paramètre clef dans la définition du modèle numérique. Ce paramètre influence le raffinement de la grille de maillage. L'optimisation du maillage repose donc d'abord sur le choix de la longueur caractéristique  $lc$  permettant de mailler adéquatement le milieu ainsi que ses éventuelles hétérogénéités. Pour une géométrie donnée du milieu de propagation, ce paramètre impacte notablement les durées de simulation et influence aussi indirectement la précision du calcul. Afin de juger de la convenance des paramètres utilisés dans le code de propagation des ondes, de la commodité de la géométrie du milieu de propagation et du raffinement de son maillage, nous utilisons un ensemble de trois critères propres à la simulation de la propagation des ondes.

6.  $e_{XXi}$  étant la composante obtenues au point de Gauss  $i$ , indice allant de 1 à 4

Pour vérifier l'adéquation de la grille de maillage, nous analysons les histogrammes du nombre minimum de points de discrétisation par longueur d'onde. L'histogramme fait intervenir la longueur d'onde des ondes S dans les régions élastiques du milieu, et fait intervenir celle des ondes P dans les régions purement acoustiques. Specfem2D permet de juger de ce critère : des valeurs seuils sont préconisées pour assurer la stabilité du calcul, à savoir 4.5 points par longueur d'onde dans un milieu élastique et 5.5 points par longueur d'onde dans un milieu acoustique. Komatitsch and Vilotte (1998) ont montré qu'un échantillonnage spatial en dessous de la limite proposée conduit à des calculs instables, ce qui correspond à l'apparition d'oscillations parasites dans les sismogrammes. Inversement, un nombre important d'éléments de maillage au-dessus du seuil indique que le maillage est trop dense, ce qui conduit à des simulations précises mais dont la durée est exagérément longue.

Un autre critère de contrôle repose sur l'évaluation de l'asymétrie des éléments de la grille. Pour un élément à quatre nœuds, cet indicateur caractérise la déviation angulaire maximale par rapport à l'élément idéal, ici un rectangle. Pour un élément à quatre nœuds donné, définissons  $\theta_{max}$  le plus grand angle de l'élément et  $\theta_{min}$  le plus petit. L'asymétrie est mesurée à partir de l'équation 2.18. Selon le critère retenu, l'asymétrie des éléments du maillage doit demeurer inférieure ou égale à 0.75 (Komatitsch and Vilotte, 1998). L'histogramme de l'asymétrie des éléments de la grille est évalué à chaque nouvelle déformation du maillage.

$$Skew = \max \left[ \frac{\theta_{max} - 90}{90}, \frac{90 - \theta_{min}}{90} \right] \quad (2.18)$$

La qualité de la modélisation est enfin conditionnée par la convergence des calculs de Specfem2D. Le code emploie la condition de convergence de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL), reposant sur l'évaluation du coefficient  $\nu_{CFL}$  dont l'expression est donnée à l'équation 2.19. Ce critère est développé pour la résolution des équations aux dérivées partielles. Le nombre sans dimension  $\nu_{CFL}$  s'exprime en fonction de la fréquence d'échantillonnage du signal  $T_s$ , de la vitesse dans la direction  $x_i$ ,  $V_{x_i}$ , et de la longueur caractéristique des éléments dans la direction  $x_i$ ,  $\Delta x_i$ .

Selon De Basabe and Sen (2010), le domaine de stabilité est borné par un coefficients  $\nu_{CFL,max}$ , dépendant du schéma temporel choisi pour la résolution des équations aux dérivées partielles et du nombre de points de discrétisation des éléments spectraux. Un léger excès du facteur  $\nu_{CFL}$  par rapport à cette limite supérieure  $\nu_{CFL,max}$  conduit à observer des oscillations parasites dans les signaux. Dans le code de propagation d'ondes, trois schémas temporels explicites conditionnellement stables peuvent être utilisés : Newmark, Runge-Kutta LDDRK4-6 (six étapes du quatrième ordre) et Runge-Kutta RK4 (à quatre étapes du quatrième ordre). Les modèles numériques proposés dans le manuscrit s'appuient sur le schéma temporel de Newmark, si bien que le seuil  $\nu_{CFL,max}$  est d'une valeur de 0.5.

$$\nu_{CFL} = T_s \sum_{i=1}^n \frac{V_i}{\Delta x_i} \quad (2.19)$$

Considérant une expérience donnée, nous serons généralement amené à imposer certains paramètres physiques ayant un impact sur les critères précédents, à savoir notamment les paramètres de la source et des récepteurs. La modélisation de la propagation des ondes limite le raffinement de la grille de maillage : elle définit, compte tenu des critères mentionnés ci-dessus, un ensemble de valeurs acceptables pour la longueur caractéristique des éléments  $l_c$ . En revanche, Code Aster n'est pas contraignant lorsqu'il s'agit de définir la complexité du maillage.

Dans ce chapitre, la validation de ces critères est par exemple représentée dans la figure 2.12. Dans les différents cas d'étude traités dans la suite du manuscrit, nous cherchons à optimiser ces paramètres de manière à vérifier les critères décrits, tout en assurant un compromis intéressant entre le raffinement de la grille de maillage, l'échantillonnage des formes d'onde et la durée des simulations.

### 2.2.5 Ressources computationnelles

La mise à disposition des ressources du centre de calcul haute performance de l'université de Strasbourg a largement contribué au développement de nos modèles et à leur valorisation. Celui-ci est opéré par le pôle HPC (High-performance computing) de la Direction du numérique de l'Université de Strasbourg qui met à disposition des chercheurs strasbourgeois des ressources de calcul haute performance. La validation de l'appel à projet émis à l'intention du Comité Scientifique du méso-centre, a permis de disposer d'un quota d'heures de calcul sur une partition « grant ». L'appel à projet a ainsi permis d'utiliser les 145 nœuds du réseau (de type Intel Xeon Sandy-Bridge à 16 cœurs physiques chacun) et les 64 GO de RAM mis à disposition de manière prioritaire aux titulaires de partitions « grant ».

La modélisation de la propagation des ondes (Specfem2D) a été mise en œuvre en utilisant les ressources computationnelles de plusieurs unités de calcul en parallèle, soit en MPI (Message Passing Interface). Nous rappelons que nous entendons par « cœur », une unités de traitement et de calcul indépendante. Les calculs de Specfem2D sont exécutés au moyen d'un ensemble de 16 cœurs physiques. Ces derniers sont regroupés sur un unique nœud de calcul de façon à limiter la dispersion des cœurs au sein du réseau.

Code Aster est également configuré pour effectuer les calculs en parallèle. Néanmoins, nous n'utilisons que quatre unités de calcul indépendantes. Si Specfem2D impose la complexité du maillage du fait des critères décrits dans le paragraphe précédent, ce code est également limitant du point de vue de la durée des simulations. Pour une simulation multi-étagée donnée, nous estimons ainsi qu'environ 1% du temps de calcul total, comprenant la durée de la simulation de la propagation des ondes et celle de la déformation du système, est dû à Code Aster.

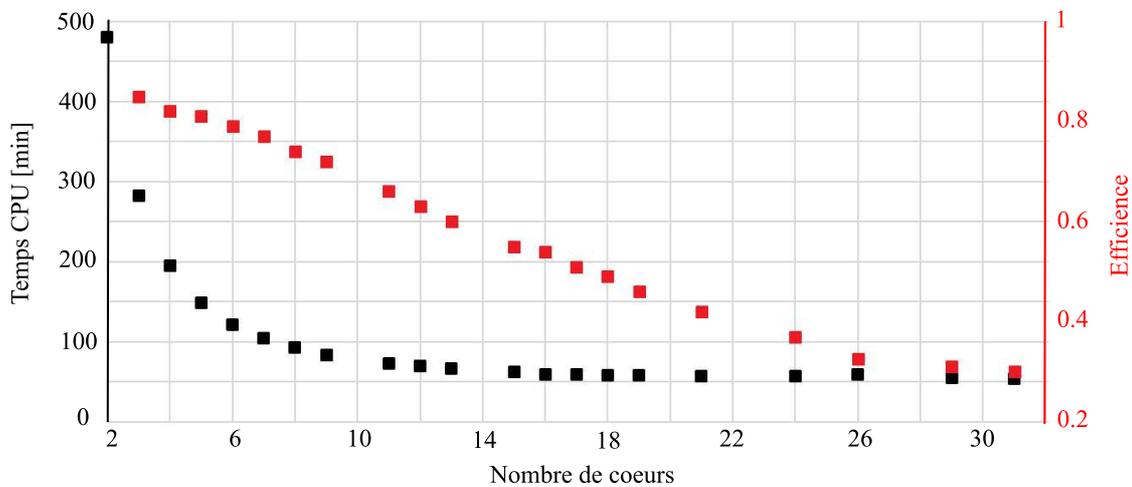


FIGURE 2.9 – Durée de la simulation de Specfem2D en fonction du nombre de cœurs utilisés (points noirs). L'efficacité du calcul (points rouge) caractérise la qualité de la simulation en matière de temps de calcul. Nous choisissons d'utiliser 16 cœurs, répartis sur un unique nœud de calcul.

L'estimation, pour un modèle donné, de l'efficacité  $v_{eff}$  de la simulation, nous a conduit à retenir cette configuration à 16 cœurs. Notons ici  $n$ , le nombre de cœurs utilisé dans une simulation, et  $t_{simu}(n)$ , la durée de la simulation de la propagation des ondes lorsque nous utilisons les ressources des  $n$  cœurs. L'efficacité  $v_{eff}$  du calcul est évaluée à partir du rapport normalisé entre la durée  $t_{simu}(1)$  (observée en utilisant un unique processeur) et la durée  $t_{simu}(n)$  (utilisant  $n$  cœurs) :  $v_{eff} = n \cdot t_{simu}(1) / t_{simu}(n)$ . Nous choisissons de répartir les cœurs, de manière à ce qu'ils occupent un minimum de nœuds de calcul :

- si  $n < 16$ , les cœurs sont regroupés sur un unique nœud de calcul,
- si  $16 < n < 32$ , les cœurs sont répartis sur deux nœuds, etc.

Considérons un modèle de complexité arbitraire, basé sur le schéma numérique décrit dans la section 2.2.1. La figure 2.9 représente la durée  $t_{simu}(n)$  des calculs de Specfem2D (points noirs) et l'efficacité  $v_{eff}$  de la simulation (point rouges) en fonction du nombre de cœurs utilisés. Compte tenu des gains de temps de calcul, nous utilisons un ensemble de 16 cœurs physiques.

## 2.3 Modélisation numérique analogique de la signature de la déformation élastique du milieu de propagation sur l'interférométrie des ondes de coda

Les travaux présentés dans cette section du manuscrit font l'objet d'une publication dans la revue *Journal of Geophysical Research : Solid Earth* (Azzola et al., 2018b). Nous reprenons et complétons les résultats décrits dans l'étude. L'article correspondant est attaché en Annexe B du manuscrit (section B.1).

L'étude décrite dans cette section permet d'illustrer les éléments méthodologiques évoqués dans la partie précédente. À partir du schéma numérique décrit dans la section 2.2.1, nous développons un modèle analogique permettant d'étudier l'influence de la compression du milieu de propagation sur les mesures de CWI. Nous rappelons qu'une telle approche vise à développer un système physique (ici basé sur la combinaison des deux codes de modélisation discrète) permettant de reproduire plus ou moins le phénomène que l'on souhaite étudier, afin de tirer des enseignements sur ce dernier.

Nous étudions dans un premier temps des systèmes aux dimensions décimétriques (domaine de l'acoustique de laboratoire dans Tab. 1.1). Cette échelle d'étude permet de simplifier les problèmes analysés. Les tests menés à ces dimensions contribuent à la compréhension des processus physiques sous-jacents aux mesures, car ils permettent de définir précisément les chemins de chargement appliqués à des échantillons représentatifs. L'utilisation d'une démarche numérique permet de surcroît, de par sa flexibilité, de paramétrer finement les propriétés mécaniques du milieu de propagation, les processus physiques modélisés ainsi que les schémas de chargement multi-étagés appliqués.

Le modèle numérique décrit dans cette section vise en particulier à prouver la sensibilité du champ d'ondes diffus vis-à-vis de la déformation mécanique du milieu de propagation, dans le régime élastique. L'échantillon modélisé est un milieu diffusif idéalisé, visant à reproduire les propriétés mécaniques et acoustiques d'un échantillon de roche de réservoir, typiquement un échantillon de granite du réservoir géothermique profond de Soultz-Sous-Forêts.

### 2.3.1 Présentation des principes du modèle numérique analogique

#### Présentation de l'expérience

La figure 2.10 illustre le principe de l'expérience. Chaque étape de chargement correspond à la mise en œuvre d'une boucle comme celle illustrée dans la figure 2.6. Une charge mécanique est appliquée à l'échantillon fortement diffusif en imposant un déplacement rigide  $\delta$  à sa face supérieure. Ce chargement est appliqué de manière itérative : le déplacement  $\delta$  est augmenté par incréments successifs. La grille de maillage est donc déformée par le code de déformation Code Aster de manière répétée.

Une ondelette impulsive est ensuite envoyée à travers le milieu au moyen de Specfem2D. Le code de propagation d'ondes permet de considérer les polarisations *SH* et *P-SV*. Afin de considérer une polarisation unique, nous produisons les mesures de CWI en propageant une onde *SH* dans le plan formé par le maillage bi-dimensionnel. La source ponctuelle est une ondelette de Ricker usuelle, de fréquence dominante  $f_0 = 400$  kHz (voir Eq. 2.11).

La figure 2.10 présente une configuration dans laquelle nous utilisons un unique récepteur, faisant face à la source. Ce récepteur est centré sur le bord de l'échantillon numérique. Néanmoins, nous analyserons les signaux enregistrés par un ensemble de 32 capteurs répartis de manière équidistante sur le bord de l'échantillon. Le choix du nombre de capteurs (soit 32) s'expliquera compte tenu des expériences de laboratoire qui sont décrites dans le chapitre 3. L'utilisation d'un tel réseau de capteurs permet d'évaluer la sensibilité de la mesure vis-à-vis de la position du récepteur

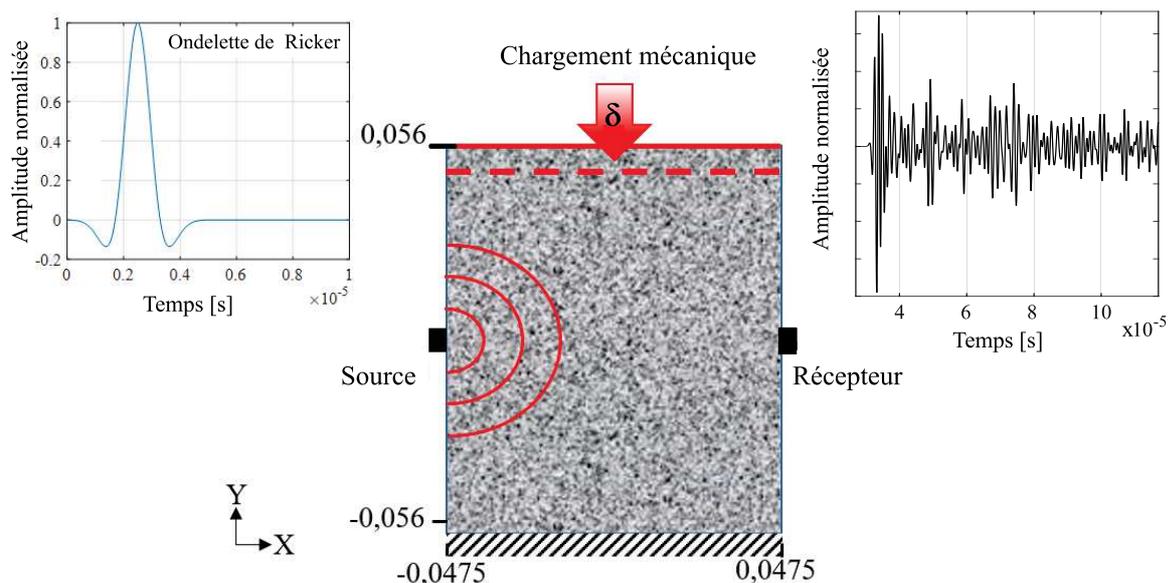


FIGURE 2.10 – Principe de l'approche suivie : nous imposons une charge mécanique à un échantillon de roche en imposant un déplacement rigide  $\delta$  à sa face supérieure. Cette perturbation est appliquée pas à pas, en augmentant par incrément le déplacement  $\delta$ . Pendant le chargement, une ondelette de Ricker (voir encart de gauche) est envoyée dans le milieu depuis la source. Le récepteur est placé sur la face opposée à la source (voir encart de droite).

et donc d'analyser la variabilité spatiale de celle-ci.

Les enregistrements obtenus en chaque récepteur comprennent les arrivées directes, ainsi que les arrivées d'ondes réfléchies et d'ondes fortement diffusées par le milieu développé à cet effet. Les formes d'ondes enregistrées pour différents états de chargement (ci-après dénommées formes d'ondes « perturbées ») sont enfin comparées par CWI à celle dite de « référence » (relatives à l'échantillon non chargé).

### Description des conditions aux limites

Nous détaillons les conditions de bords appliquées dans les deux codes de modélisation discrète. D'un point de vue acoustique (Specfem2D), nous appliquons des conditions de bords absorbants aux limites de l'échantillon, de façon à simuler un volume de masse rocheuse au sein du réservoir. La condition aux limites est une condition dite de Stacey, définie par Stacey (1988).

D'un point de vue mécanique (Code Aster), nous appliquons un déplacement vertical  $\delta$  le long de la face supérieure de l'échantillon. Un déplacement horizontal et vertical nul est appliqué au bord inférieur du milieu. Les faces latérales de l'échantillon sont libres, c'est-à-dire que la contrainte normale est fixée à 0.

Dans Specfem2D tout comme dans Code Aster, nous employons une convention de déformation plane.

### Représentation numérique d'un échantillon de granite et application des critères permettant d'évaluer la conformité du modèle numérique

Nous proposons d'appliquer ce schéma de travail à un échantillon fictif décrivant le comportement mécanique et acoustique d'un échantillon de granite, comme celui photographié dans la partie (a) de la figure 2.11. L'échantillon de granite pris pour référence provient d'une carotte du réservoir géothermique profond de Soultz-Sous-Forêts. Cet échantillon de référence a pu notamment être analysé au laboratoire, afin d'en étudier ses propriétés de diffusion.

Une telle roche plutonique est typiquement composée d'une multitude de grains millimétriques de feldspath, orthoclase, quartz, plagioclase, mica et d'amphibole. L'assemblage de minéraux du granite est responsable entre autres de la diffusion des ondes propagées dans le milieu. Nous avons choisi d'esquisser cet assemblage complexe de diffuseurs sous la forme d'un ensemble discret d'inclusions circulaires. Ces hétérogénéités sont intégrées dans un ensemble homogène de matière élastique reproduisant le comportement du granite, c'est-à-dire un bloc rectangulaire d'une hauteur de 112 mm et d'une largeur de 95 mm.

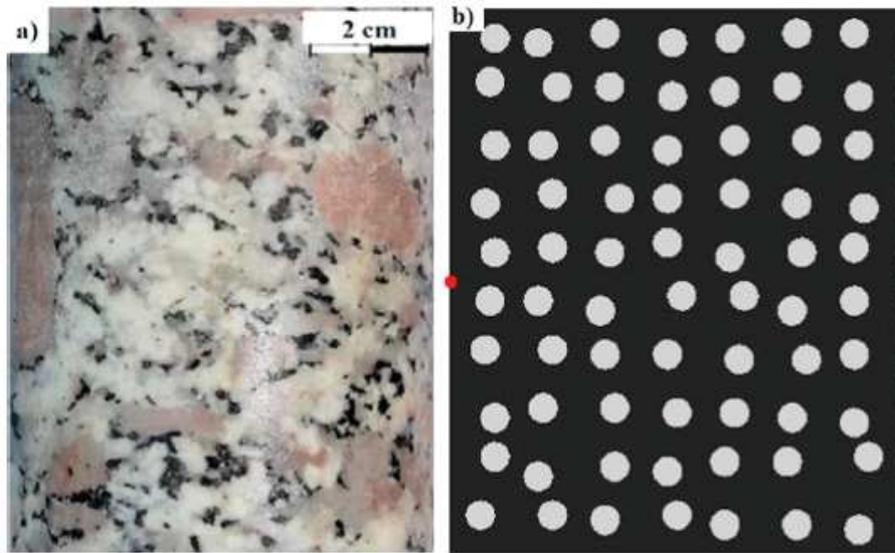


FIGURE 2.11 – Modélisation de la diffusion des ondes dans un échantillon de granite. (a) Photographie d'un échantillon de granite prélevé dans une carotte du réservoir géothermique profond de Soultz-Sous-Forêts à une profondeur de 3 790 m. Le granite est une roche plutonique composée d'un assemblage complexe de grains cristallographiques. Ces grains agissent comme des diffuseurs lorsque la longueur d'onde est de l'ordre de la taille des inclusions minérales. (b) Nous modélisons la population de diffuseurs sous la forme d'un ensemble de trous circulaires (de rayon 3 mm) répartis aléatoirement dans l'échantillon (de dimension 112 mm x 95 mm).

La définition de la géométrie de cet échantillon fictif n'est pas triviale. Nous avons étudié au préalable le comportement acoustique et mécanique de milieux caractérisés par des typologies variables : en faisant varier le nombre et la taille des trous répartis dans le rectangle de dimensions 112 x 95 mm, nous modifions le comportement acoustique de ce milieu. Nous avons sélectionné un échantillon comprenant un ensemble de 70 inclusions circulaires de rayon 3 mm, réparties de manière aléatoire dans le bloc. Les détails de cette analyse sont décrits dans la section 2.3.2. Celle-ci se base sur la comparaison des caractéristiques acoustiques de l'échantillon de granite réel avec celles de milieux fictifs de typologie variable.

Nous nous focalisons ici sur la présentation des caractéristiques de ce milieu fictif. Le maillage considéré comprend 235 611 éléments dont la longueur caractéristique  $lc$  est de 0.5 mm.

Afin de vérifier l'adéquation du maillage, nous évaluons les critères mentionnés dans la partie méthodologique du chapitre (section 2.2.4). Nous évaluons l'asymétrie des éléments de la grille à chaque étape de la simulation. L'adéquation du maillage peut être jugée à partir de l'histogramme de ce paramètre : l'asymétrie des éléments du maillage doit demeurer inférieure à la valeur seuil de 0.75. Ce critère contraint notamment la longueur caractéristique des éléments,  $lc$ . Compte tenu de la disposition des inclusions circulaires au sein du maillage, la valeur de  $lc$  doit être suffisamment faible afin de ne pas déformer excessivement les éléments quadrangulaires insérés à proximité des bords circulaires. La valeur retenue ( $lc = 0.5$  mm) s'est révélée satisfaisante, et permet de vérifier le critère, comme en atteste l'histogramme de la figure 2.12 (c).

Dans Specfem2D, les équations différentielles sont résolues au moyen d'une méthode de Newmark. Le seuil de stabilité  $v_{CFL,max}$  retenu est donc de 0.5. Les signaux enregistrés aux capteurs

sont produits avec un échantillonnage  $T_s$  d'une valeur de  $10^{-10}$  s. Les 1 200 000 pas de temps sur lesquels les calculs sont exécutés nous conduisent à obtenir des enregistrements d'une durée de 0.12 ms. Compte tenu de ces paramètres, et en utilisant une longueur caractéristique  $lc$  de 0.5 mm, nous mesurons un coefficient de stabilité  $v_{CFL}$  de 0.06, qui satisfait au critère  $v_{CFL} < v_{CFL,max}$ .

Nous analysons enfin les histogrammes du nombre minimum de points de discrétisation par longueur d'onde. Nous produisons l'histogramme relatif à la zone élastique du maillage (Fig. 2.12 (b)), le critère faisant alors intervenir la longueur d'ondes S. Dans Specfem2D, nous modélisons aussi la propagation des ondes à travers les trous, en préservant la continuité du maillage. De fait, nous calculons également l'histogramme relatif à la zone acoustique (c.-à-d. l'entité physique caractérisant les inclusions circulaires, remplie d'air - voir Fig. 2.12 (a)). Le critère fait intervenir dans ce cas la longueur d'ondes P. Nous rappelons que des valeurs seuils sont préconisées dans Specfem2D (voir section 2.2.4). Les histogrammes doivent au minimum être centrés autour de 4.5 points par longueur d'onde lorsque l'analyse porte sur les éléments définissant une région élastique, et autour de 5.5 points lorsqu'il s'agit d'une zone acoustique (Komatitsch and Vilotte, 1998). Il s'agit de minimiser le nombre d'éléments pour lesquels le rapport se situe loin de ces valeurs seuils. Les histogrammes présentés dans les figures 2.12 (a) et 2.12 (b) montrent l'adéquation de la grille de maillage choisie, compte tenu de ce critère.

Compte tenu de la valeur du coefficient  $v_{CFL}$  mesuré, la paramétrisation proposée peut sembler non-appropriée. Nous choisissons néanmoins cet ensemble de paramètres, plutôt conservateurs, afin d'assurer une discrétisation suffisante de l'interface entre les hétérogénéités et le milieu environnant (choix de  $lc$ ) et afin d'obtenir un échantillonnage des formes d'ondes en adéquation avec les exigences de la méthode discrète de CWI employée par la suite. L'ajustement de ces différents paramètres (c.-à-d.  $T_s$ ,  $lc$  et durée totale des signaux) n'est donc pas trivial : il provient d'un compromis satisfaisant entre les résultats des critères décrits dans cette section, les conclusions de tests portant sur la qualité des mesures de CWI (exposés dans la section 2.3.3) et bien entendu des temps de calcul induits par ces choix.

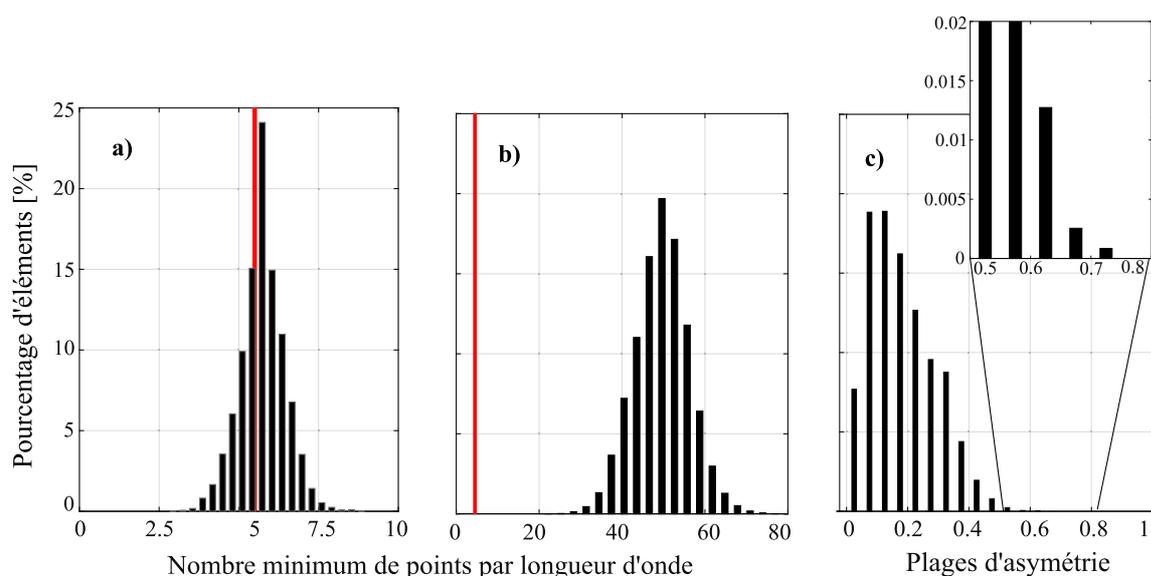


FIGURE 2.12 – Caractérisation de l'adéquation de la grille de maillage. Histogrammes du nombre minimum de points par longueur d'onde, calculés pour les éléments composant le groupe de mailles définissant les inclusions circulaires (a) et pour les éléments composant la matrice élastique (b), avec des seuils représentés en rouge, définis en suivant Komatitsch and Vilotte (1998). (c) Histogramme de l'asymétrie des éléments du maillage.

### Description des paramètres élastiques des matériaux du milieu fictif

Les paramètres élastiques du matériau environnant les inclusions circulaires sont issus d'essais tri-axiaux effectués sur des échantillons de granite non altérés du puits GPK-1 de Soultz-Sous-Forêts (Rummel, 1991). Les valeurs choisies pour le module d'Young et pour le module de Poisson sont respectivement  $E = 54$  GPa et  $\nu = 0.26$ . La valeur de la densité  $\rho$  est de  $2\,570$  kg.m<sup>-3</sup>. La limite élastique en compression  $R_e$  est d'environ 150 MPa : ce paramètre intervient dans le critère d'élasticité défini précédemment dans la section 2.2.3.

En employant les équations 2.20 et 2.21, ainsi que les paramètres élastiques choisis, nous calculons une vitesse de  $V_P = 5070$  m.s<sup>-1</sup> pour les ondes P et une vitesse de  $V_S = 2888$  m.s<sup>-1</sup> pour les ondes S. Afin de garantir la continuité du maillage, les trous sont également déformés pendant le chargement, tout en étant remplis d'air. Afin d'affecter des propriétés élastiques à l'entité physique définissant les inclusions circulaires, nous choisissons d'appliquer aux paramètres ( $E$ ,  $\nu$ ) des valeurs qui demeurent négligeables devant celles utilisées pour caractériser les éléments composant le milieu élastique environnant.

$$V_P = \sqrt{\frac{\nu E + E(1 - 2\nu)}{\rho(1 + \nu)(1 - 2\nu)}} \quad (2.20)$$

$$V_S = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1 + \nu)}} \quad (2.21)$$

### 2.3.2 Sélection du milieu numérique et vérification des hypothèses relatives au cadre de l'étude

Afin d'imiter le comportement acoustique et mécanique de la roche granitique de la figure 2.11 (a), nous avons précédemment décrit notre stratégie consistant à inclure un ensemble d'hétérogénéités dans le bloc fictif de granite. Les coordonnées des inclusions circulaires sont choisies au hasard dans le plan ( $X$ ,  $Y$ ) défini par le bloc. Ayant au préalable fixé les paramètres physiques des matériaux, l'objectif est d'optimiser la distribution des trous afin de sélectionner un milieu fictif qui permet de reproduire au mieux les caractéristiques de l'échantillon de laboratoire. En variant le nombre, la taille et l'emplacement des trous, nous sommes en effet en mesure de contrôler le caractère diffusif du milieu fictif du modèle numérique. La caractérisation des milieux étudiés nous conduit donc à vérifier un certain nombre d'hypothèses relatives au cadre de l'étude.

- Notre approche nécessite de choisir un milieu qui soit en capacité de reproduire les propriétés acoustiques et mécaniques de l'échantillon de laboratoire choisi pour référence.
- Nous devons nous assurer que les conditions nécessaires à l'application des techniques d'interférométrie soient vérifiées. Les milieux étudiés doivent en particulier permettre l'établissement d'un régime de forte diffusion.
- Finalement, nous souhaitons nous concentrer sur la déformation élastique du milieu de propagation et vérifions donc que la déformation du milieu est régie par des lois élastiques.

### Caractérisation des propriétés de diffusion des milieux

Nous commençons par définir les mesures à partir desquelles seront évaluées une partie de ces conditions. Les méthodes employées pour caractériser les propriétés de diffusion du milieu sont décrites dans la section 2.2.2.

La variation temporelle de la fonction  $\ln U(t)$ , c'est à dire la représentation logarithmique et normalisée de l'évolution temporelle de l'énergie sismique  $W(t)$ , est représentée dans la figure 2.13. La courbe rouge est calculée à partir des enregistrements synthétiques obtenus en simulant la propagation des ondes de polarisation P–SV dans un échantillon comprenant 70 trous de rayon 3 mm. La courbe noire est obtenue en analysant les signaux enregistrés au laboratoire, en propageant un champ d'ondes à travers l'échantillon de granite de la figure 2.11 (a). Les enregistrements

numériques et expérimentaux sont produits en un unique capteur, faisant face à la source. Nous considérons de plus que les milieux sont non contraints.

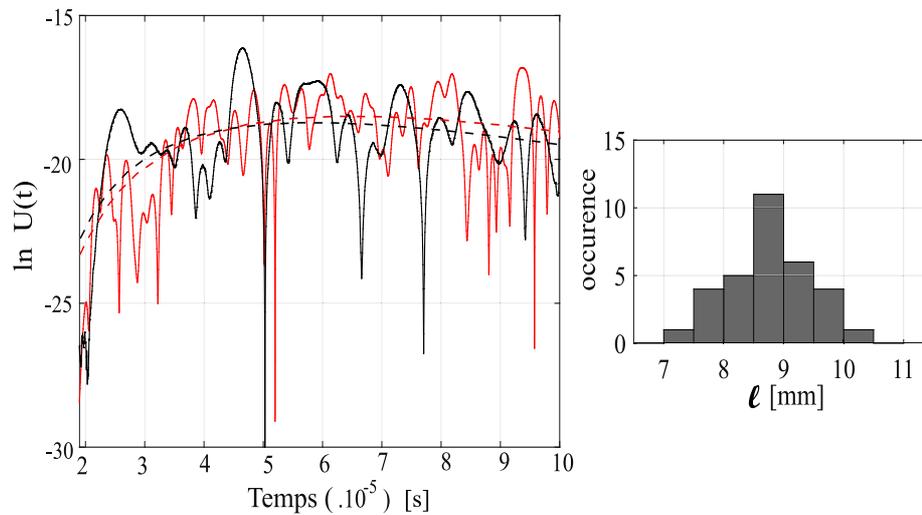


FIGURE 2.13 – La diffusion dans le milieu numérique et dans le milieu granitique réel est caractérisée par la variation temporelle de la densité d'énergie, représentée sous forme d'une fonction logarithmique et normalisée  $\ln U(t)$ . Nous représentons ici la fonction calculée au moyen des enregistrements numériques (courbes rouges) ou bien à partir des enregistrements obtenus au laboratoire (courbes noires) en propageant une source impulsive de même fréquence dans un échantillon de granite non sollicité. Le récepteur fait ici face à la source. La comparaison entre les fonctions mesurées dans les deux cas montre l'efficacité du milieu numérique pour décrire la diffusion se produisant dans l'échantillon de granite. La régression des moindres carrés appliquée aux observations à partir d'un modèle de diffusion (courbes discontinues) permet de vérifier que les propriétés de diffusion sont pertinentes en inversant notamment la valeur du libre parcours moyen  $l$ . La partie droite de la figure montre un histogramme des valeurs calculées numériquement en utilisant les enregistrements synthétiques de 32 récepteurs répartis également le long de la face opposée à la source.

Pour produire les enregistrements expérimentaux, nous avons employé deux transducteurs piézoélectriques que nous avons placés de part et d'autre de l'échantillon photographié dans la figure 2.11. Ces capteurs piézoélectriques ont une fréquence de résonance de 500 kHz (voir fiche caractéristique en Annexe A.2). Pour assurer un couplage acoustique efficace et réduire le contraste d'impédance acoustique entre les capteurs et l'échantillon, nous utilisons un gel à haute viscosité SWC. Une impulsion électrique est générée à l'un des transducteurs sous la forme d'une ondelette de Ricker standard (c.-à-d. la deuxième dérivée d'une gaussienne) dont l'amplitude est définie par l'équation 2.11. Cette émission acoustique déclenche simultanément l'acquisition des formes d'ondes au second transducteur.

En employant la méthode de régression aux moindres carrés décrite dans la section 2.2.2, nous ajustons les observations et le modèle de diffusion défini à partir des équations 2.14. Les courbes discontinues de la figure 2.13 représentent donc le meilleur ajustement aux fonctions temporelles représentées sous forme de courbes continues. La qualité de l'ajustement est caractérisée par le coefficient de détermination  $r^2$ . D'une valeur de 0.89, ce coefficient démontre que les observations sont bien ajustées par le modèle de diffusion proposé.

### Selection du milieu numérique descriptif du comportement de l'échantillon de laboratoire

Une première étape dans l'analyse consiste donc à trouver le milieu fictif qui permet de reproduire le régime de propagation s'établissant dans l'échantillon de granite réel. Nous utilisons une recherche sur grille permettant de tester plusieurs configurations. Nous nous intéressons à des inclusions circulaires dont le rayon varie de 2.5 mm à 5 mm. Ce sont des tailles réalistes pour des inclusions de grains dans une masse rocheuse. Nous limitons l'étude à des trous de rayon 2.5 mm

de manière à ce que la discrétisation de la grille de maillage à proximité des trous soit suffisante afin de vérifier le critère portant sur l'asymétrie des éléments du maillage. Le nombre d'hétérogénéités varie lui de 25 à 110.

Pour chacune de ces configurations, les formes d'onde synthétiques obtenues au moyen de Specfem2D permettent de calculer un ajustement optimal entre les observations et le modèle de diffusion (courbes discontinues de la figure 2.13, p.ex.). Pour un échantillon de typologie donnée, nous jugeons au moyen d'une fonction de ressemblance, de la similitude entre la courbe obtenue et celle calculée en utilisant les enregistrements de laboratoire (voir Fig. 2.14).

Cette fonction de coût est définie par l'erreur quadratique moyenne normalisée  $r^2$ , ou coefficient de détermination multiple, communément appelé « r-square » (Eq. 2.22). Cette statistique mesure à quel point la courbe calculée avec les enregistrements synthétiques permet d'expliquer la variabilité des mesures relatives à l'échantillon de granite réel. Soit  $y$  un ensemble de  $n$  observations (ici, les mesures relatives à l'échantillon de laboratoire) et  $\tilde{y}$  les réalisations correspondantes (ici, les mesures du modèle numérique). L'opérateur  $\bar{y}$  représente la moyenne des observations  $y$ . L'équation 2.22 définit la statistique étudiée.

$$r^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (\tilde{y}_i - \bar{y})^2}{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2} \quad (2.22)$$

Les résultats de la recherche sur grille sont présentés dans la figure 2.14. Pour chaque configuration testée, la palette de couleurs quantifie l'ajustement, défini à partir de l'équation 2.22, entre les deux variations temporelles d'énergie sismique. En augmentant le pourcentage de surface percée, les trous sont nécessairement rapprochés. La recherche sur grille est ainsi limitée de manière à ce que les trous ne se chevauchent pas, ce qui se traduit par la limite noire de la figure 2.14.

La recherche sur grille montre que l'ajustement est optimal lorsque l'on étudie un milieu fictif comportant 70 trous de rayon 3 mm, ce qui conduit à sélectionner le système étudié. Ce résultat explique en particulier pourquoi nous choisissons de caractériser les propriétés acoustiques de ce milieu dans la figure 2.13.

Signalons cependant un certain nombre de limitations, liées à notre approche et à nos choix de paramètres de modélisation. Afin de satisfaire aux critères numériques et géométriques liés à Specfem2D (voir section 2.3.1), nous utilisons une source de fréquence centrale 400 kHz, lorsque les capteurs piézoélectriques employés en laboratoire ont une fréquence de résonance de 500 kHz. Afin de considérer une situation analogue à celle où une masse rocheuse serait comprimée au sein du réservoir, nous modélisons la propagation des ondes en imposant des conditions absorbantes aux bords du milieu numérique, alors que les limites de l'échantillon de laboratoire se comporteraient plutôt comme des bords réfléchissants. Bien que les récepteurs piézoélectriques recouvrent la hauteur de l'échantillon de laboratoire et que le milieu environnant utilisé dans le milieu numérique ne soit pas atténuant (ce qui pourrait concourir à justifier ces choix de modélisation) nous ne pouvons réfuter l'hypothèse que la similarité entre les courbes expérimentales et numériques (voir Fig. 2.13) soit liée aux réflexions aux bords de l'échantillon de granite du laboratoire plutôt qu'à la forte diffusion du champ d'onde, causée par les nombreuses inclusions minérales du granite.

### Caractérisation acoustique des propriétés du milieu retenu

Après avoir choisi le milieu numérique de façon à ce qu'il reproduise les conditions de propagation propres à l'échantillon de laboratoire, nous cherchons à prouver que ce milieu est propice à l'établissement d'un régime de forte diffusion.

Les deux courbes représentées dans la figure 2.13 mettent en évidence une première phase de forte augmentation de l'énergie sismique. Les rapports d'énergie se stabilisent progressivement, un maximum étant observé à environ  $6.0 \cdot 10^{-5}$  s. L'énergie sismique diminue ensuite peu à peu. La variation temporelle observée est caractéristique d'un phénomène de diffusion.

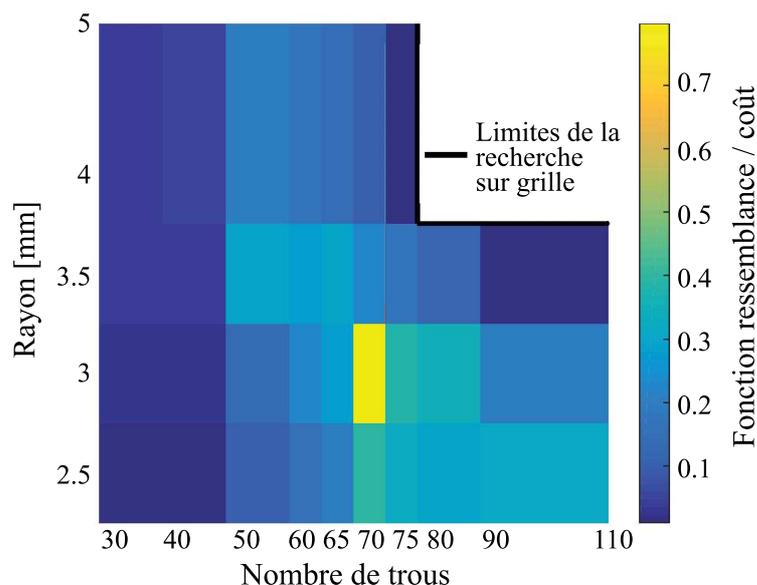


FIGURE 2.14 – Recherche sur grille effectuée pour des diffuseurs circulaires non chevauchant, d’un rayon variable (de 2.5 à 5 mm, une gamme de tailles réalistes pour des inclusions de grains dans une masse rocheuse) et dont le nombre varie de 25 à 110. La barre de couleur représente la fonction de ressemblance quantifiant la similitude entre la variation temporelle d’énergie sismique calculée avec les enregistrements synthétiques et celle calculée à partir des enregistrements obtenues au laboratoire, sur l’échantillon de granite. La fonction de coût est maximale lorsque le milieu fictif du modèle numérique comporte un ensemble de 70 trous de rayon 3 mm.

Utilisant le milieu précédemment sélectionné, nous produisons un ensemble d’enregistrements synthétiques le long d’un réseau de 32 capteurs répartis de manière équidistante sur la face opposée à la source. Nous appliquons la méthode de régression aux moindres carrés précédemment décrite aux enregistrements obtenus en chacun des récepteurs. En employant la méthode de la section 2.2.2, nous estimons le libre parcours moyen  $\ell$  pour chacun des enregistrements.

L’inclusion de la figure 2.13 montre l’histogramme de ces mesures. Utilisant la notation  $\langle \cdot \rangle$  afin de référer textuellement à la moyenne d’une variable, nous calculons la moyenne et l’écart-type de ces estimations :  $\langle \ell \rangle = 8.8 \text{ mm} \pm 0.69 \text{ mm}$ . La déviation standard caractérise la sensibilité de la mesure vis-à-vis de la position du récepteur. La mesure montre que le libre parcours moyen est faiblement influencé par la position du récepteur : la déviation standard représente environ 8% de la valeur moyenne calculée. Cette mesure témoigne de l’homogénéisation spatiale ayant cours dans l’échantillon numérique du fait de la forte diffusion du champ d’ondes propagé.

Afin que le champ d’ondes émis rencontre les hétérogénéités plusieurs fois avant d’être enregistré par le récepteur, la longueur d’onde  $\lambda$  de l’onde incidente doit être de même longueur ou plus courte que la taille des hétérogénéités  $d$ . La longueur d’onde  $\lambda$  est estimée au moyen de Specfem2D en utilisant la fréquence centrale de la source et la vitesse de l’onde S. Nous mesurons  $\lambda = 5.8 \text{ mm}$  et  $d = 6 \text{ mm}$ , ce qui permet de vérifier la condition énoncée.

La condition nécessaire à évaluer la forte diffusion du champ d’onde porte sur le libre parcours moyen  $\ell$ , la longueur d’onde  $\lambda$ , la taille des défauts  $d$ , et la distance entre la source et les récepteurs  $D$ . Elle concerne l’inégalité suivante :  $\lambda < d \leq \ell < D$  (Planes and Larose, 2013). La distance  $D$  varie ici en fonction de la position des 32 capteurs, mais elle est au minimum de 95 mm. Dans nos simulations, nous négligeons les effets d’atténuation et nous ne considérons pas, dans l’inégalité précédente, la longueur caractéristique d’absorption intrinsèque  $\ell_a$ . Ce paramètre est néanmoins inclus dans l’inégalité proposée par Planes and Larose (2013). Le libre parcours moyen inversé au moyen des méthodes précédemment décrites, soit  $\langle \ell \rangle = 8.8 \text{ mm} \pm 0.69 \text{ mm}$ , satisfait à l’inégalité. Ce résultat prouve que l’échantillon est propice à l’établissement d’un régime de forte diffusion, et étaye les conclusions tirées de l’analyse visuelle de la figure 2.13.

Le milieu numérique choisi satisfait donc à toutes les conditions relatives au cadre de notre étude.

- Il est analogue à l'échantillon de granite réel.
- Il permet la propagation d'ondes multi-diffusées, condition nécessaire à l'application des méthodes de CWI.
- La variation temporelle de la densité énergétique est bien ajustée en utilisant une forme linéarisée d'un modèle de diffusion.

### Caractérisation mécanique du milieu retenu

L'objectif est dans un second temps de vérifier que le modèle numérique permet de reproduire le comportement mécanique d'une roche de granite typique du réservoir géothermique, comme celle présentée sur la figure 2.11. Il s'agit enfin de démontrer que le milieu se déforme de manière élastique et linéaire. Pour vérifier ces hypothèses, nous caractérisons le comportement mécanique du milieu précédemment sélectionné. Nous commençons par étudier son comportement à l'échelle macroscopique, et analysons ensuite un critère d'élasticité à plus faible échelle.

Utilisant Code Aster pour appliquer des déplacements  $\delta$  variant de 0 à 150  $\mu\text{m}$  au milieu fictif précédemment sélectionné, nous effectuons un ensemble de simulations afin de produire la courbe contrainte-déformation de la figure 2.15. Dans cette figure, la contrainte verticale est représentée en fonction de la composante axiale du tenseur de déformation,  $e_{YY}$ .

- La contrainte normale moyenne appliquée sur le haut de l'échantillon est calculée en moyennant les composantes  $\sigma_Y$  du champ de contrainte mesuré le long de la face supérieure de l'échantillon. La contrainte varie de 0 MPa à 70 MPa lorsque le déplacement  $\delta$  est augmenté pas à pas de 0 à 150  $\mu\text{m}$ .
- La composante axiale  $e_{YY}$  du champ de déformation est calculée à partir de l'allongement relatif de l'échantillon dans l'axe vertical. Pour un déplacement donné  $\delta$ , notant  $h$  la hauteur courante de l'échantillon et  $h_0$  la hauteur initiale de l'échantillon, nous calculons  $e_{YY} = \frac{(h-h_0)}{h_0}$ . La contrainte  $e_{YY}$  varie de 0 à  $-1.4 \cdot 10^{-3}$ .
- La composante horizontale  $e_{XX}$  est estimée à partir de la variation relative de la largeur de l'échantillon (c.-à-d. l'allongement relatif de l'échantillon dans l'axe horizontal  $X$ ).

La composante axiale  $e_{YY}$  du champ de déformation est négative ce qui est en accord avec le fait que le milieu est comprimé et donc raccourci par la perturbation qui lui est appliquée. La composante horizontale  $e_{XX}$  est quant-à elle positive puisque le milieu subit un gonflement. En valeur absolue, l'amplitude moyenne de cette dernière représente environ 38% de la composante verticale  $e_{YY}$  moyenne. Ces mesures permettent de caractériser l'état de déformation de l'échantillon d'un point de vue macroscopique. Elles conduisent aussi à vérifier que la composante axiale du champ de déformation  $e_{YY}$  est dominante par rapport à la composante horizontale  $e_{XX}$ .

Des courbes similaires ont été obtenues expérimentalement par Rummel (1991), en appliquant des essais tri-axiaux à deux échantillons de granite de Soultz-Sous-Forêts, soumis à une pression de confinement constante de 40 MPa (courbes de couleur, Fig. 2.15). Les courbes sont comparées à celle mesurée numériquement à l'aide de Code Aster en appliquant les mêmes conditions expérimentales (points en noirs). La partie de droite de la figure permet de zoomer dans la zone de contraintes et de déformations d'intérêt. Ce zoom montre que la déformation évolue linéairement avec la contrainte, ce qui est caractéristique de la déformation élastique linéaire de l'échantillon. La pente fournit une estimation du module apparent de l'échantillon. Un module d'Young apparent de 51 GPa est calculé en appliquant une régression linéaire aux points de mesure.

Notons cependant la différence entre les comportements des deux courbes expérimentales. Elle illustre la variabilité des comportements mécaniques de roches occupant une même couche

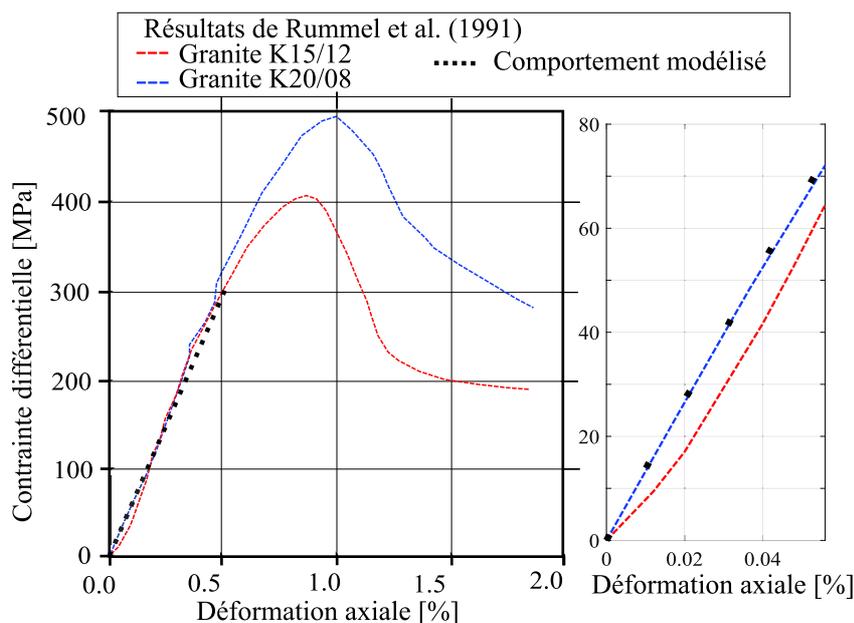


FIGURE 2.15 – Relations contrainte-déformation pour deux échantillons de granite soumis à une pression de confinement constante de 40 MPa, issue de Rummel (1991). Les courbes se superposent à celle obtenue au moyen du modèle numérique, dans les mêmes conditions. La figure de droite permet de zoomer dans le domaine de contraintes étudié. La réponse mécanique de l'échantillon fictif représente un comportement parfaitement élastique avec un module d'Young effectif de 51 GPa. Le comportement est proche de celui obtenu à partir d'un échantillon de roche de Soultz-Sous-Forêts.

géologique. La superposition de nos résultats numériques avec le comportement expérimental de l'échantillon référencé *K20/08* confirme néanmoins la pertinence de l'approche proposée.

À une échelle plus fine, nous utilisons un critère de Von Mises pour vérifier que l'échantillon se déforme de manière élastique. Les contraintes équivalentes de Von Mises  $\sigma_{eq}$  (voir Eq. 2.15) sont calculées en chaque nœud des éléments du maillage. Elles sont comparées à la limite d'élasticité du matériau,  $R_e$ , d'une valeur de 150 MPa (Harvey, 2005). Les principes du critère d'élasticité sont décrits dans la section 2.2.2 du chapitre 2.

Pour toutes les étapes de la simulation, le maximum de la contrainte équivalente demeure inférieur à la limite d'élasticité en compression :  $\max(\sigma_{eq}) < R_e$ . Nous montrons ainsi, compte tenu des chargements appliqués, que le milieu se comporte de manière élastique. Nous ne distinguons pas de concentration significative des contraintes autour des trous insérés dans le milieu de propagation.

Les analyses mécaniques et acoustiques décrites dans cette partie du chapitre permettent donc de vérifier les hypothèses relatives au cadre de notre étude et légitimer notre approche.

- Le milieu sélectionné se déforme de manière élastique compte tenu des contraintes appliquées.
- Son comportement mécanique (élastique et linéaire) est similaire à celui d'un échantillon de granite du réservoir de Soultz-Sous-Forêts.
- Nous avons démontré que l'échantillon est propice à propager des ondes fortement diffusées.
- Son comportement acoustique reproduit celui de l'échantillon de granite pris pour référence.

### 2.3.3 Présentation des méthodes d'interférométrie d'ondes de coda employées

Le principe général des méthodes d'interférométrie, les hypothèses relatives à leur application et la typologie des champs d'ondes étudiés, ont été décrits dans les parties théoriques et méthodologiques de ce chapitre (section 2.1 et 2.2). L'étude décrite ici concerne le domaine de l'acoustique de laboratoire (voir Tab. 1.1) : nous rappelons que nous analysons un champ multi-diffusé par un ensemble discret d'hétérogénéités, réparties dans un milieu de propagation aux dimensions décimétriques (échelle du cm). Le champ est produit par une source ponctuelle dont la fréquence centrale est de l'ordre de la centaine de kilohertz ( $f_0 = 400$  kHz).

Dans le paragraphe suivant, nous présentons les deux méthodes de CWI qui sont appliquées afin de mesurer les décalages temporels  $dt$  apparaissant entre les signaux. En complément, nous présenterons les méthodes développées afin d'évaluer l'incertitude et la qualité des estimations. Les deux techniques de CWI sont ensuite utilisées de manière concomitante afin d'étudier la variation des *retards de temps de parcours relatifs* (ou *délais relatifs*,  $dt/t$ ) avec la déformation du milieu de propagation.

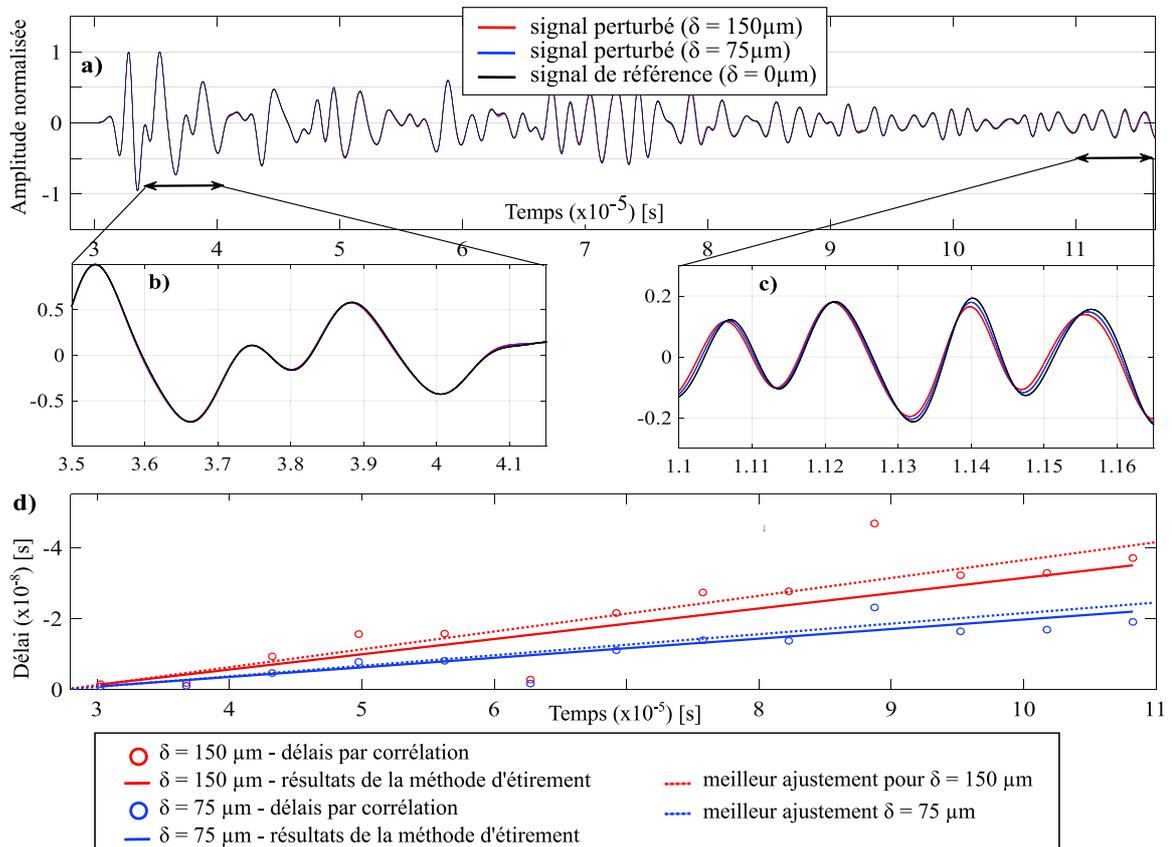


FIGURE 2.16 – (a) Comparaison de trois formes d'ondes synthétiques enregistrées respectivement pour un déplacement imposé  $\delta = 0 \mu\text{m}$  (noir),  $\delta = 75 \mu\text{m}$  (bleu), et  $\delta = 150 \mu\text{m}$  (rouge); (b) zoom dans une fenêtre de  $6.5 \mu\text{s}$  au début de la coda où un décalage temporel négligeable est observé et (c) zoom à la fin de la forme d'onde où le décalage temporel est clairement sensible au déplacement imposé. (d) Les décalages temporels sont mesurés à l'aide d'une technique d'étirement (ligne continue), ou bien à partir d'une technique se basant sur la corrélation de fenêtre de discrétisation (cercles). Ces méthodes permettent de comparer les formes d'ondes synthétiques enregistrées pour un déplacement de 75 et 0  $\mu\text{m}$  (bleu) et, dans un second temps, celles enregistrées pour un déplacement de 150 et 0  $\mu\text{m}$  (rouge). Les régressions linéaires ajustées aux décalages temporels mesurés par la technique discrète (cercles de couleur) permettent de mesurer le décalage temporel relatif  $\epsilon = dt/t$ .

### Introduction aux méthodes d'interférométrie des ondes de coda

La figure 2.16 permet d'illustrer l'objectif des méthodes de CWI. Elle démontre également la sensibilité du champ diffus propagé vis-à-vis du chargement appliqué au système.

La forme d'onde synthétique de « référence » ( $\delta = 0$ ) et les formes d'ondes « perturbées » ( $\delta > 0$ ) que nous représentons dans la figure 2.16 (a) montrent que le champ d'ondes propagé dans l'échantillon numérique est fortement diffusé par le milieu. Nous remarquons en outre l'apparence bruitée de ces signaux : il n'est pas possible de distinguer des arrivées déterministes, correspondant par exemple à des phases directes ou réfléchies. Ces signaux témoignent donc du régime de propagation établi dans le milieu fictif, grâce notamment aux interactions entre le champ d'ondes et les inclusions circulaires.

Si les signaux sont en apparence bruités, ils délivrent néanmoins des informations déterministes. Lorsqu'un zoom cible les premières arrivées (Fig. 2.16 (b)), les formes d'ondes représentées sont très similaires : cette partie du signal correspond à des phases faiblement diffusées du champ d'onde. Elle correspond à des trajets quasi directs ayant peu échantillonné le milieu. Focalisons ensuite l'étude sur une fenêtre ultérieure (sous-figure (c)). Le trajet des ondes est plus long, en raison des réflexions multiples qui se produisent aux bords du système et des inclusions circulaires qui le compose. Cet échantillonnage répété implique une plus grande sensibilité vis-à-vis des changements qui surviennent dans le milieu.

Ainsi, lorsqu'un zoom cible des arrivées plus tardives (Fig. 2.16 (c)), un décalage temporel est nettement observé entre les formes d'ondes. Celui-ci est d'ailleurs sensible au déplacement imposé (voir Fig. 2.16 (c)). La compression du milieu de propagation implique donc une compression de la forme d'onde, qui pourrait être interprétée comme une augmentation apparente de la vitesse des ondes (voir section 2.1.3). Pour estimer ces décalages temporels, nous appliquons donc les méthodes de CWI décrites dans le paragraphe suivant, consistant à comparer les signaux acquis au cours du chargement de manière directe (voir Fig. 2.7).

Nous utilisons deux méthodes distinctes et indépendantes :

- Une approche consistant à étirer le signal et qui est appliquée à partir des premières arrivées (Sens-Schönfelder and Wegler, 2006, 2011).
- Une méthode locale, impliquant la discrétisation préalable des signaux enregistrés. Celle-ci est basée sur la corrélation croisée des fenêtres de discrétisation. Nous évaluons ainsi les retards temporels à différents instants  $t$  dans le signal. La méthode a été introduite par Poupinet et al. (1984) et a été formalisée plus tard par Snieder et al. (2002).

Dans les deux cas, nous portons une attention particulière au contenu fréquentiel des signaux comparés.

### Principe de la méthode d'étirement

En ce qui concerne la première technique mentionnée, Sens-Schönfelder and Wegler (2006, 2011) proposent d'estimer les retards de temps de parcours apparaissant entre les formes d'ondes comparées en supposant que ces délais évoluent linéairement avec le temps<sup>7</sup>. Imaginons vouloir comparer deux signaux,  $\tilde{\Theta}(t)$  et  $\Theta(t)$ , afin d'estimer la variation relative des délais observés entre ces deux traces,  $d\tilde{t}/t$ . Celle-ci est calculée en estimant le facteur par lequel l'axe des temps d'une des traces doit être étiré ou comprimé pour maximiser le coefficient de corrélation mesuré entre les deux signaux. On définit pour cela une version « étirée » du signal,  $a$  étant un coefficient d'étirement :  $\Theta'(t) = \Theta((1 + a) \cdot t)$ .

Afin d'étirer la forme d'onde, nous interpolons le signal par spline dans le domaine temporel, de la même manière que Sens-Schönfelder and Wegler (2006, 2011) et Larose and Hall (2009) par exemple.

7. le temps faisant référence ici à l'axe des temps du signal

En utilisant différents coefficients d'étirement  $a$ , l'approche consiste typiquement à calculer plusieurs traces « étirées » et à les comparer par corrélation croisée avec le signal de référence. La qualité de l'ajustement est quantifiée par le coefficient de corrélation croisée normalisé (voir Eq. 2.1, où nous considérons ici un décalage temporel  $t_S$  nul). Le coefficient d'étirement  $a$  conduisant à maximiser la qualité de l'ajustement permet d'estimer la variation relative de délais  $dt/t$ .

### Principe de la méthode discrète basée sur la corrélation croisée de signaux fenêtrés

Ici, les deux signaux sont préalablement discrétisés en fenêtres d'une durée  $T_f$  (définie ultérieurement), chacune d'entre elles étant centrée autour d'un temps  $t$  distinct. Ces fenêtres peuvent être définies avec ou sans recouvrement. Les signaux fenêtrés sont ensuite comparés par corrélation croisée. Considérant deux fenêtres de discrétisation à comparer, le calcul de la fonction de corrélation croisée  $CC(t_S)$  (voir Eq. 2.1) permet de mesurer la similitude entre la première et des copies décalées de la seconde. Nous rappelons que la fonction caractérise la variation des facteurs de corrélation croisée  $CC$ , en fonction des décalages  $t_S$  appliqués à l'une des traces. Le décalage conduisant à maximiser le coefficient  $CC$  permet de mesurer le délai  $dt$  observé entre les deux fenêtres.

Dans la suite, nous comparons les signaux en définissant ces fenêtres après les premières arrivées. Dans la figure 2.16, nous utilisons des fenêtres non chevauchantes afin de calculer les délais  $dt$  en différents instants du signal. En principe, une seule mesure de décalage  $dt$  (à un instant  $t$  quelconque) est suffisante pour estimer le décalage relatif. Cependant, Clarke et al. (2011) montrent que l'incertitude sur le décalage temporel relatif varie avec le nombre de mesures indépendantes. Plus précisément, cette incertitude évolue avec l'inverse du nombre d'estimations au carré, autrement dit avec l'inverse du nombre de fenêtres de discrétisation au carré. Pour minimiser l'incertitude, nous estimons le décalage temporel  $dt$  à différents instants du signal, comme le montre la figure 2.16 (d). Nous y représentons l'évolution temporelle des décalages mesurés,  $dt(t)$ , sous forme de cercles de couleurs. Nous considérons deux états de contrainte distincts : le déplacement  $\delta$  appliqué est de  $75 \mu\text{m}$  ou bien de  $150 \mu\text{m}$ . La variation relative de délais  $dt/t$  peut ensuite être déterminée en adaptant une régression linéaire à la fonction  $dt(t)$ , et en déterminant la pente de la régression.

### Paramétrisation de la méthode de corrélation croisée

Les paramètres tels que le nombre de points de discrétisation, la durée et le contenu fréquentiel des fenêtres de discrétisation, affectent considérablement notre capacité à évaluer les retards de temps de parcours apparaissant entre les signaux fenêtrés.

**Influence de la stratégie de corrélation** Afin d'améliorer la qualité et la fiabilité de la méthode employée pour évaluer ces retards  $dt$ , nous choisissons d'appliquer une stratégie de corrélation en deux étapes. Considérons deux signaux  $\Theta_1$  et  $\Theta_2$ . Afin de quantifier le retard de temps de parcours observé entre les deux signaux,  $\Theta_1$  est d'abord corrélé au signal  $\Theta_2$  afin d'obtenir une fonction de corrélation,  $\Phi_1$ . La fonction  $\Phi_1$  est ensuite corrélée avec la fonction d'autocorrélation du signal  $\Theta_2$ , c'est-à-dire la fonction obtenue en corrélant le signal avec lui-même. Nous notons la fonction d'autocorrélation  $\Phi_2$ .

L'utilisation de cette approche à *double corrélation* a plusieurs objectifs. Elle permet d'utiliser des estimations *a priori* des décalages temporels pour ensuite corréler les fonctions  $\Phi_1$  et  $\Phi_2$ . Elle permet également d'améliorer le rapport signal/bruit. Finalement, la redondance des informations permet d'estimer le décalage temporel  $dt$  observé entre  $\Theta_1$  et  $\Theta_2$  avec davantage de précision.

Afin de démontrer les avantages de cette stratégie à double corrélation, des tests sont appliqués à des signaux synthétiques sans qu'ils ne soient préalablement filtrés. Ici, le signal perturbé

est *construit* en appliquant un décalage homogène de 200 pas de temps  $T_s$  aux signaux enregistrés par le réseau de capteurs faisant face à la source. La durée du décalage appliqué est choisie afin qu'il soit représentatif des décalages temporels usuellement observés dans les expériences proposées. Ce décalage est donc volontairement appliqué sur l'ensemble du signal de référence, de manière uniforme. Les signaux ainsi produits sont discrétisés en fenêtres successives non chevauchantes. L'opération est réitérée pour chacun des 32 enregistrements synthétiques, afin d'augmenter la taille de la population statistique étudiée.

Puisque le décalage est introduit uniformément dans le signal de « référence », l'objectif du test est concrètement de retrouver ce délai temporel  $dt$  tout au long de la trace analysée, lors de l'analyse de chaque fenêtre de discrétisation. Afin d'illustrer ce test, nous considérons que le pas de temps  $T_s$  est de  $10^{-10}$  s, que la longueur des signaux est de 120  $\mu$ s et que la durée  $T_f$  des fenêtres est de 6.5  $\mu$ s. Cet ensemble de paramètres permet de définir 13 fenêtres de discrétisation distinctes, et ce, pour chacun des 32 couples de formes d'ondes comparées. Nous étudions ainsi un ensemble de  $13 \cdot 32 = 416$  mesures du décalage temporel  $dt$ .

La figure 2.17 montre les histogrammes mesurés dans les deux cas : les retards  $dt$  mesurés lorsque nous appliquons une stratégie de corrélation simple (partie du haut), ou bien lorsque nous utilisons la stratégie décrite précédemment (partie du bas). Les mesures démontrent que le retard de 200 pas de temps n'est pas mesuré de manière fiable à partir d'une méthode de corrélation simple. Les tests effectués démontrent également que l'information recherchée n'est pas contenue dans la phase de la première corrélation.

En revanche, la méthode à double corrélation permet d'obtenir des résultats plus conformes. Elle permet de mesurer une population de retards  $dt$  dont la distribution statistique, de forme quasi-gaussienne, est telle que la valeur moyenne est proche des 200 pas de temps escomptés.

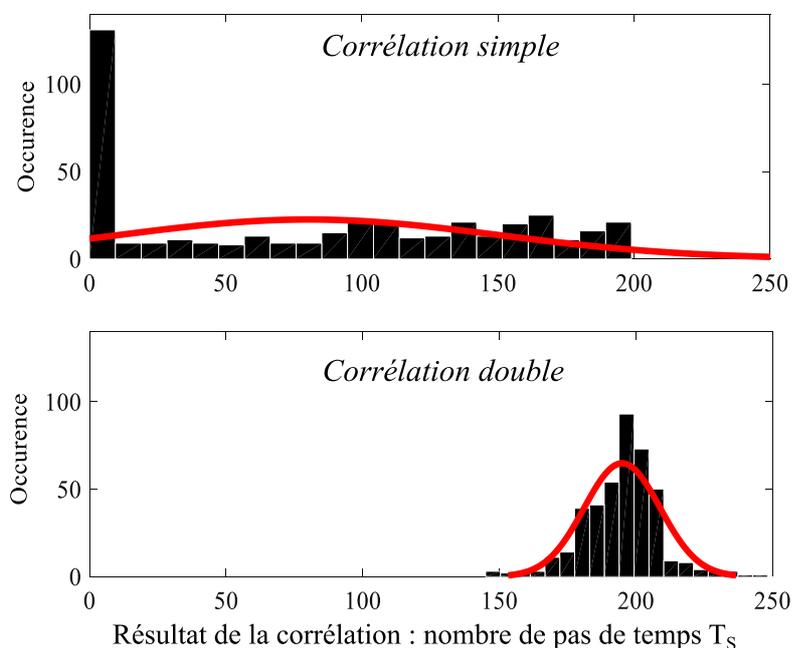


FIGURE 2.17 – Influence de la stratégie de corrélation en deux étapes sur la fiabilité de la méthode de CWI. Des fenêtres isolées à différents temps  $t$  dans les signaux synthétiques acquis aux 32 récepteurs, sont comparés par corrélation croisée afin de mesurer le décalage de 200 pas de temps intentionnellement appliqué au signal perturbé à différents instants  $t$  du signal. L'histogramme du haut présente les résultats d'une approche utilisant une stratégie de corrélation simple et l'histogramme du bas présente les résultats relatifs à la démarche en deux étapes (voir texte). Les histogrammes sont adaptés par une fonction normale dont la moyenne et l'écart-type sont estimés.

**Influence du contenu fréquentiel et du nombre de points de discrétisation des signaux** Même si la stratégie de corrélation en deux étapes aide à mesurer plus précisément les décalages temporels, le pré-traitement (p. ex., le filtrage) des signaux comparés améliore également la fiabilité des mesures.

Nous testons ici l'influence de deux paramètres : le contenu fréquentiel des signaux et la durée des fenêtres de discrétisation. Nous appliquons à nouveau la méthode de CWI discrète aux paires de signaux décrits dans le paragraphe précédent (c.-à-d. aux couples « référence » / « perturbé » construits artificiellement, en appliquant un décalage homogène de 200 pas de temps). Avant de comparer les signaux fenêtrés, nous appliquons ici différentes stratégies de pré-traitement. Nous quantifions le nombre de décalages temporels dont la valeur est comprise entre 180 et 220 pas de temps. Compte tenu du décalage initialement imposé, nous considérons en effet une marge d'erreur de 10% sur les délais mesurés. Cette marge est choisie au regard des résultats de l'analyse décrite dans le paragraphe suivant, et qui conduit à caractériser l'incertitude sur les mesures de CWI.

En ordonnée des figures 2.18, nous indiquons à quel pourcentage les décalages temporels  $dt$  mesurés se trouvent dans la gamme de valeurs souhaitée. Nous testons d'abord l'influence de la bande de fréquences (Fig. 2.18 (a)) et nous testons ensuite l'influence du nombre de points de discrétisation (Fig. 2.18 (b)). Le test décrit par la figure 2.18 est bi-varié. Dans chacun de ces tests, un paramètre est donc fixé au préalable. Globalement, les figures montrent que le filtrage des signaux dans une bande de hautes fréquences, ainsi que l'augmentation du nombre de points de discrétisation par fenêtre, permet d'améliorer la qualité de l'estimation. Dans les deux paragraphes suivants, nous décrivons ces tests de manière plus détaillée.

**Influence du filtre passe-bande utilisé** Pour tester l'influence de la bande de fréquences utilisée dans le filtrage des signaux, nous fixons la durée des fenêtres à  $6.5 \mu\text{s}$  si bien que chaque fenêtre contient 65 000 points de mesure. Le signal de « référence » est produit initialement avec un échantillonnage  $T_s$  de  $10^{-10}$  s. Celui-ci est enregistré aux 32 récepteurs du réseau, et sa durée est de 120  $\mu\text{s}$ . Ce paramétrage permet de mesurer à nouveau 13 décalages temporels distincts pour chaque paire de formes d'onde comparées. Les pourcentages de la figure 2.18 (a) sont donc systématiquement calculés en considérant un ensemble de 416 décalages temporels.

Avant de comparer les signaux, nous leur appliquons un filtre passe bande de fréquence centrale variable et de largeur 100 kHz. La figure 2.18 (a) montre que l'augmentation de la fréquence centrale s'accompagne d'une nette amélioration des résultats. Par conséquent, nous appliquons un filtre passe bande dans une gamme de fréquences de [1000 - 1100] kHz. La mesure correspondante est illustrée dans la figure 2.18 (a) sous la forme d'un point rouge.

**Influence de la discrétisation des signaux** En utilisant les mêmes signaux originaux, nous testons l'influence de la durée des fenêtres de discrétisation. Nous faisons varier leur contenu de 20 000 à 100 000 points de mesure. Avant de comparer les signaux, nous appliquons le filtre passe-bande précédemment retenu. Les résultats représentés dans la figure 2.18 (b) montrent que le pourcentage de résultats valides augmente nettement avec la durée des fenêtres de discrétisation.

Fixant au préalable le pas de temps  $T_s$  ainsi que la durée totale des enregistrements, une augmentation de la durée des fenêtres de discrétisation conduit nécessairement à diminuer le nombre de fenêtres distinctes. Ainsi, en passant de 65 000 à 100 000 points de mesure, nous diminuons fortement le nombre d'estimations indépendantes du décalage temporel  $dt$ , puisque le nombre de fenêtres de discrétisation passe de 13 à 7. On rappelle que l'erreur sur le décalage temporel relatif évolue avec le carré inverse du nombre de ces estimations (Clarke et al., 2011). Ceci explique donc que nous choisissons d'utiliser des fenêtres de 65 000 points de mesure. La configuration retenue (point rouge Fig. 2.18 (b)) ne permet donc pas de maximiser le pourcentage de résultats caractérisés comme valides, mais elle conduit à un compromis satisfaisant entre la précision de la méthode, le nombre de délais distincts mesurés et les temps de calcul, qui sont fortement affectés par le pas de temps et par la longueur des signaux enregistrés par Specfem2D.

En conclusion, nous utilisons la méthode à double corrélation décrite ci-dessus, nous appliquons aux enregistrements synthétiques un filtre passe-bande dans la gamme de fréquences [1000 - 1100] kHz et nous produisons des fenêtres de discrétisation non chevauchantes d'une durée  $T_f$  de 6.5  $\mu$ s. Chacune de ces fenêtres est donc constituée d'un ensemble de 65 000 points de mesure.

Ce paramétrage définit un contenu fréquentiel minimal des fenêtres de discrétisation, en dessous duquel la fiabilité des délais estimés n'est pas satisfaisante, considérant qu'une erreur de  $\pm 10\%$  sur la valeur du délai est acceptable. Ce contenu peut être exprimé en termes de nombre de longueurs d'onde par fenêtre. Considérant notre cas d'étude, et une source émettant un signal de fréquence centrale 400 kHz, nous estimons qu'une fenêtre de 6.5  $\mu$ s contient environ 2.5 longueurs d'onde.

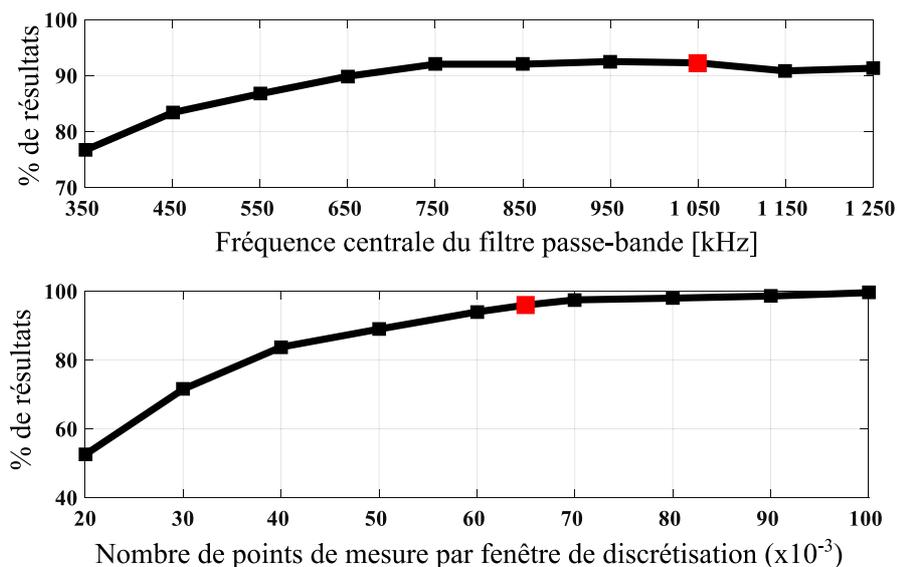


FIGURE 2.18 – Influence du contenu fréquentiel des fenêtres (a) et influence du nombre de points de mesure par fenêtres de discrétisation (b) sur la fiabilité des mesures délivrées par l'application de la méthode discrète de CWI. Les signaux sont pré-traités pour montrer l'influence des deux paramètres testés. Le pourcentage de résultats considérés comme valide compte tenu du critère développé (voir texte) évolue avec la fréquence centrale du filtre passe bande appliqué aux signaux (de largeur 100 kHz) et avec le nombre de points d'échantillonnage des fenêtres. Les résultats des tests utilisant les paramètres de pré-traitement qui seront retenus dans le demeurant de l'étude, sont affichés sous la forme d'un point rouge.

### 2.3.4 Estimation de l'incertitude sur les mesures de CWI

Dans le paragraphe précédent, nous avons proposé un ensemble de méthodes permettant de paramétrer la méthode de CWI discrète basée sur la corrélation croisée de signaux fenêtrés, et ainsi d'en améliorer la fiabilité. Ces tests reposent sur la définition d'une marge d'erreur de 10% sur les délais mesurés. Nous proposons ici un ensemble de méthodes permettant d'évaluer une incertitude sur les mesures de CWI concédées par les deux méthodes précédemment décrites. Nous étudions pour cela les signaux enregistrés à charge variable par *un récepteur donné* du réseau.

Par ailleurs, nous caractérisons également la variabilité spatiale de la mesure de CWI. Nous analysons alors les mesures délivrées par *l'ensemble* des capteurs du réseau. Ces analyses permettront ensuite d'étudier si la variation de certains paramètres du modèle numérique a une répercussion statistiquement significative sur les mesures de CWI.

**Incertitude sur le délai relatif  $dt/t$  mesuré en un capteur donné du réseau par la méthode discrète de CWI** Intéressons nous d'abord à la méthode discrète basée sur la corrélation croisée de signaux fenêtrés. Le décalage temporel relatif  $dt(t)$  est obtenu à partir de la pente de la régression linéaire adaptée aux décalages temporels  $dt(t)$ . Le degré de certitude sur la pente est évalué en mesurant un intervalle de confiance avec un intervalle de satisfaction à 90 %.

L'adaptation d'un ensemble de  $n$  réalisations, notées  $y$ , par une régression linéaire, conduit à associer à ces observations autant d'estimations  $\tilde{y}$ , calculées à partir du modèle choisi. MSE est l'erreur quadratique moyenne mesurée à partir des observations  $y$  et des estimations  $\tilde{y}$  correspondantes. L'opérateur  $\bar{x}$  fait référence à la moyenne. En notant  $\tilde{\beta}$  l'estimateur du paramètre  $\beta$  (c.-à-d. la pente sur la régression linéaire) la variable aléatoire  $T_{\beta}$ , défini par l'équation 2.23, suit une loi de Student à  $(n-2)$  degrés de liberté. Si nous considérons un intervalle de confiance à  $100 \cdot (1 - \alpha)$  % ainsi qu'un nombre de réalisations  $n$ , la valeur de la réalisation  $t_{\alpha/2, n-2}$  est approximée par les tables de Student.

$$T_{\beta} = \frac{\tilde{\beta} - \beta}{\sqrt{\frac{\text{MSE}}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}}} \quad (2.23)$$

Ainsi, partant de la distribution de Student précédente, on montre que la définition d'un intervalle de confiance pour la pente  $\beta$ , revient à la manipulation du contenu d'une déclaration de probabilité (Eq. 2.24).

$$P \left( -t_{\alpha/2, n-2} \leq \frac{\tilde{\beta} - \beta}{\sqrt{\frac{\text{MSE}}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}}} \leq t_{\alpha/2, n-2} \right) = 1 - \alpha \quad (2.24)$$

Finalement, l'équation 2.25 décrit un intervalle de confiance portant sur la valeur estimée de la pente, soit  $\tilde{\beta}$ .

$$\tilde{\beta} \pm t_{\alpha/2, n-2} \sqrt{\frac{\text{MSE}}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}} \quad (2.25)$$

Compte tenu des paramètres choisis dans le paragraphe précédent (section 2.3.3), nous obtenons 13 mesures de délai,  $dt(t)$ , lorsque nous comparons la paire de formes d'onde enregistrées à un capteur donné du réseau. Nous appliquons une régression linéaire pour chacune des fonctions  $dt(t)$  ainsi produite. L'écart de la pente de la régression linéaire (c.-à-d. notre estimation du décalage temporel relatif  $dt/t$ ), par rapport aux bords de l'intervalle de confiance défini au moyen de l'équation 2.25, permet de définir l'incertitude sur l'estimation. Cette incertitude est relative à l'enregistrement d'un capteur donné du réseau et à un état de chargement donné du système.

En considérant les enregistrements obtenus au capteur faisant face à la source et en analysant les mesures obtenues pour différents états de chargements ( $\delta \in [0, 25, 50, 75, 100, 125, 125, 150]$   $\mu\text{m}$ ), l'incertitude est en moyenne de  $0.4 \cdot 10^{-5}$ . Elle augmente avec le déplacement appliqué et représente ainsi de 10% à 15% du décalage temporel relatif mesuré. En anticipant la présentation de la figure 2.19, dans laquelle nous représentons la variation des délais relatifs  $dt/t$  mesurés au capteur faisant face à la source, notons que cet écart-type  $y$  est représenté par les barres d'incertitude de couleur rouge.

**Incertitude sur le délai relatif  $dt/t$  mesuré en un capteur donné du réseau par la méthode d'étiement** Nous cherchons à estimer ensuite l'incertitude sur les mesures délivrées par la méthode d'étiement. Cette technique sera appliquée dans la section 2.3.5 sur toute la longueur des signaux enregistrés. Dans le but de caractériser cette incertitude, nous produisons un ensemble de mesures de délais relatifs  $dt/t$  en appliquant la technique à des parties restreintes des signaux enregistrés en un capteur donné du réseau. En réduisant la longueur des signaux de différentes manières, nous construisons un ensemble de couples de formes d'onde à comparer. Nous raccourcissons ainsi les signaux à partir de leur origine, à partir de leur fin ou bien nous restreignons

leur longueur à partir des deux extrémités. L'application de la technique d'étirement à l'ensemble des couples de signaux produits permet, pour un état de chargement donné du système, de créer une distribution gaussienne de mesures de  $dt/t$ . Nous calculons alors l'écart-type et la moyenne de cette population. L'incertitude sur la mesure du décalage temporel relatif est quantifiée grâce à l'écart-type observé.

Analysons à nouveau les enregistrements délivrés par le capteur faisant face à la source, pour différentes valeurs de déplacement ( $\delta \in [0, 25, 50, 75, 100, 125, 150]$   $\mu\text{m}$ ). L'écart-type mesuré augmente avec le déplacement  $\delta$  appliqué. Notons qu'il vaut typiquement  $0.33 \cdot 10^{-5}$  lorsque le déplacement  $\delta$  est d'une valeur de  $75 \mu\text{m}$ , et que la valeur moyenne des écarts type mesurés est de  $0.4 \cdot 10^{-5}$ . Toujours en anticipant la présentation de la figure 2.19, notons que cet écart-type y est représenté par les barres d'incertitude de couleur noire.

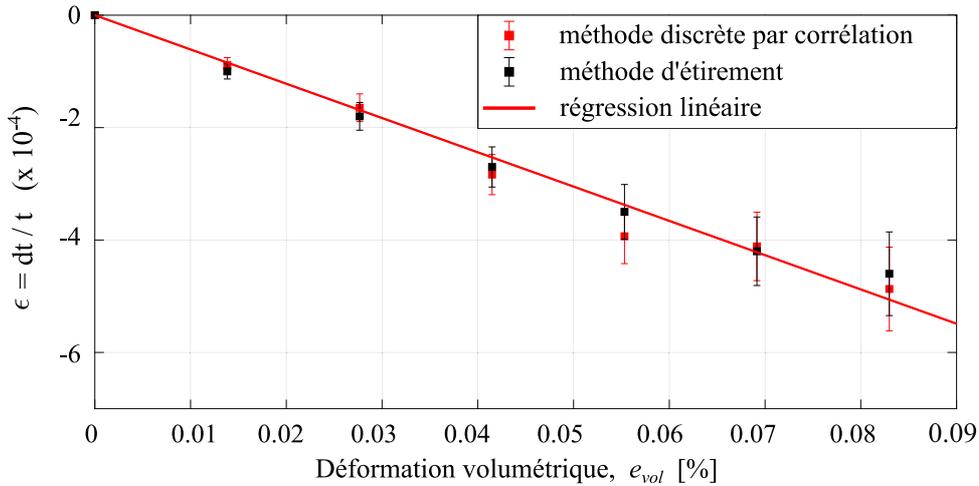


FIGURE 2.19 – Évolution, en fonction du chargement appliqué au système, du décalage temporel relatif ( $\epsilon = dt/t$ ) mesuré en utilisant soit la technique d'étirement (noir), soit la technique se basant sur la corrélation croisée des fenêtres de discrétisation (rouge). La mesure est représentée en fonction de la déformation volumétrique moyenne, dont la valeur absolue est représentée en pourcentage. Les décalages temporels relatifs sont mesurés à partir de signaux acquis au capteur faisant face à la source. Les barres représentent l'incertitude sur le décalage relatif  $dt/t$ , évaluées de manière distincte pour chacune des méthodes de CWI employées (voir texte). Considérant les mesures des deux méthodes de CWI, les observations sont bien adaptées par une relation de proportionnalité entre  $\langle dt/t \rangle$  et  $e_{vol}$ , de coefficient 0.69.

**Variabilités spatiales des mesures de CWI au sein du réseau de capteurs** Enfin, nous complétons l'analyse en nous intéressant à la variabilité spatiale des mesures de CWI. Nous analysons, dans la finalité de l'étude proposée, les enregistrements des 32 récepteurs du réseau. Pour chaque état de chargement du système, l'application des méthodes de CWI à l'ensemble des couples de formes d'onde produits permet d'obtenir 32 estimations distinctes du délais relatif  $dt/t$ . Le calcul de leur écart-type permet d'évaluer la variabilité spatiale de la mesure.

Notons que l'écart-type varie avec le déplacement imposé. Typiquement de  $0.5 \cdot 10^{-5}$  lorsque le déplacement  $\delta$  est d'une valeur de  $75 \mu\text{m}$ , il représente ainsi 14% à 16% de la valeur moyenne des 32 estimations. L'amplitude de ces fluctuations démontre que l'échantillonnage ayant cours dans le milieu fortement diffusif conduit à homogénéiser la mesure.

En anticipant la présentation de la figure 2.20, à partir de laquelle nous étudions la relation entre les délais relatifs moyens et la magnitude de la déformation volumétrique, notons que nous y représentons l'écart type au moyen de barres d'incertitude de couleur. Chaque point de mesure représente quant-à lui la moyenne des retards relatifs  $dt/t$  mesurés à partir des enregistrements du réseau, soit  $\langle dt/t \rangle$ .

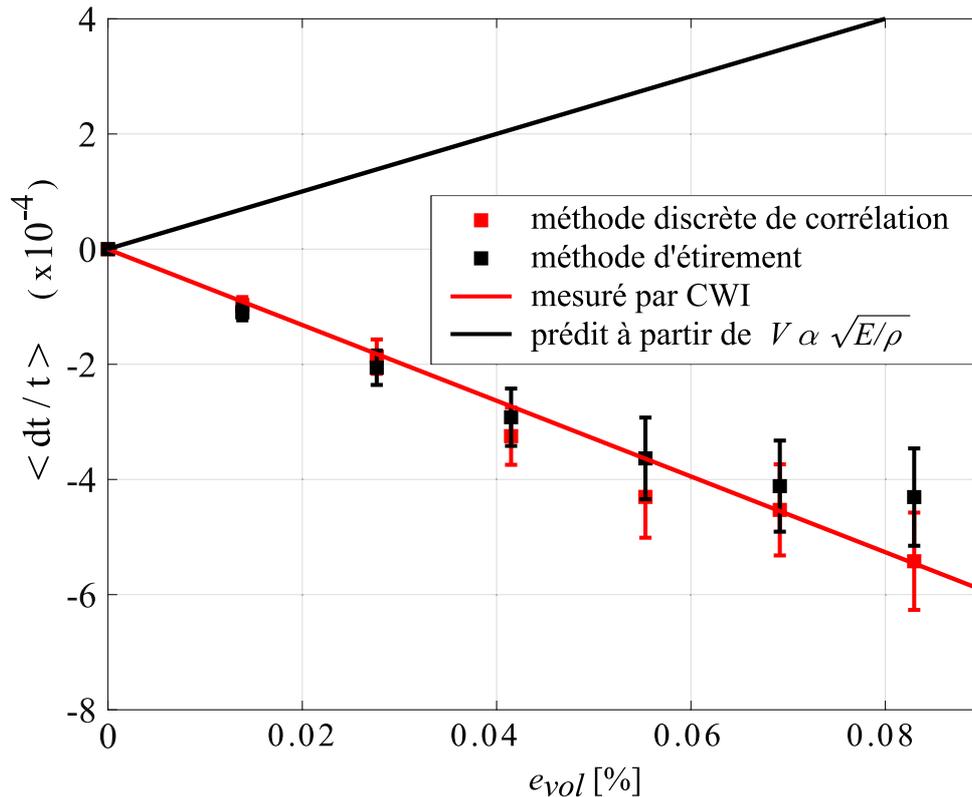


FIGURE 2.20 – Évolution du décalage temporel relatif moyen  $\langle dt/t \rangle$  mesuré en comparant les formes d'ondes à partir d'une technique d'étirement (noir), ou bien à l'aide d'une technique se basant sur la corrélation croisée des fenêtres de discrétisation (rouge). La mesure est représentée en fonction de la déformation volumétrique moyenne, dont la valeur absolue est représentée en pourcentage. Les décalages temporels relatifs représentés,  $\langle dt/t \rangle$ , sont des moyennes des 32 estimations obtenues à partir des enregistrements des 32 capteurs du réseau. Les barres représentent l'écart-type de cet ensemble d'estimations. Considérant les mesures des deux méthodes de CWI, les observations sont bien adaptées par une relation de proportionnalité entre  $\langle dt/t \rangle$  et  $e_{vol}$ , de coefficient 0.71. La courbe continue noire représente elle les variations relatives de vitesse attendues compte tenu de la relation reliant la vitesse des ondes et la densité du matériau (voir Eq. 2.5 - modèle de contraction / dilatation temporelle).

### 2.3.5 Présentation des résultats du modèle numérique

Nous étudions enfin la relation entre les décalages temporels relatifs mesurés et la déformation du milieu de propagation. Nous appliquons pour cela les deux méthodes de CWI précédemment décrites afin de comparer les couples de formes d'onde synthétiques (« référence », « perturbée ») enregistrés lorsque nous augmentons le déplacement  $\delta$  par incréments successifs de 25  $\mu\text{m}$ .

Revenons brièvement sur les mesures présentées dans la figure 2.16. Ces mesures sont obtenues au moyen des enregistrements du capteur faisant face à la source. La figure démontre la sensibilité des décalages temporels observés vis-à-vis de l'amplitude du déplacement  $\delta$ . En effet, la figure 2.16 (d) présente les décalages temporels  $dt$  mesurés à différents instants  $t$  dans le signal, pour des conditions de chargement variables ( $\delta=75\mu\text{m}$  et  $\delta=150\mu\text{m}$ ). Les décalages temporels sont mesurés soit par la technique se basant sur la corrélation croisée des fenêtres de discrétisation (cercles), soit par la technique d'étirement (ligne continue). Ainsi, en doublant la valeur du déplacement  $\delta$ , nous remarquons que le décalage temporel maximum observé est pratiquement doublé lui aussi (de  $1.95 \cdot 10^{-8}$  s à  $3.87 \cdot 10^{-8}$  s). La pente de la régression linéaire augmente avec le déplacement imposé. Pour  $\delta=75\mu\text{m}$ , nous mesurons  $dt/t = 2.8 \cdot 10^{-4}$  pour la technique discrète basée sur une approche de corrélation et  $dt/t = 3.2 \cdot 10^{-4}$  pour la méthode d'étirement. Lorsque le déplacement est doublé (c.-à-d. pour  $\delta=150\mu\text{m}$ ), nous mesurons  $dt/t = 4.3 \cdot 10^{-4}$  et  $dt/t = 5.3 \cdot 10^{-4}$ , respectivement.

Enfin, les figures 2.19 et 2.20 permettent d'observer et de quantifier précisément la relation entre les délais relatifs mesurés et l'état de déformation du système. Elles montrent que le décalage temporel relatif  $dt/t$  évolue quasi linéairement avec la magnitude de la déformation volumétrique moyenne  $e_{vol}$ . Cette grandeur physique est choisie afin de caractériser et quantifier la déformation du système et ses variations de volume. Elle est calculée à partir de la trace du tenseur de déformation, estimée au moyen de Code Aster à chaque étape du processus de déformation et en chaque nœud du maillage. En effet, en supposant que la déformation demeure faible, la trace du tenseur de déformation  $\text{Tr}(\mathbf{e})$  est égale à la variation relative de volume  $Vol$  (voir section 2.2.3, où nous décrivons les grandeurs physiques employées pour caractériser l'évolution mécanique de l'échantillon). Supposant de plus que la masse du système demeure constante, nous écrivons l'équation 2.26.

$$e_{vol} = dVol/Vol_0 = -d\rho/\rho_0 \quad (2.26)$$

À partir de la déformation volumétrique mesurée en chaque nœud du maillage, nous calculons une valeur moyenne sur l'ensemble du système. La compression du milieu de propagation conduit à une diminution de son volume et donc à la mesure d'une déformation volumétrique moyenne négative. Pour des questions visuelles, nous choisissons de représenter l'évolution des retards relatifs avec la valeur absolue de cette déformation volumétrique moyenne (Figs. 2.19 et 2.20), en gardant toutefois à l'esprit que les moyennes calculées sur l'ensemble du maillage sont négatives.

Les retards relatifs représentés dans les figures 2.19 et 2.20 sont évalués localement, ou bien proviennent d'une spatialisation préalable. La figure 2.19 présente les décalages temporels relatifs mesurés en appliquant les méthodes de CWI aux enregistrements du capteur faisant face à la source. Ainsi, les barres représentent l'incertitude sur chacune des mesures, estimée indépendamment pour chaque méthode de CWI appliquée (voir section 2.3.4, où nous décrivons les méthodes employées pour évaluer ces incertitudes).

La figure 2.20 présente quant à elle l'évolution des décalages temporels relatifs moyens : chaque point de mesure représente la moyenne des 32 estimations obtenues en analysant les enregistrements de chaque récepteur du réseau. Les barres représentent cette fois la déviation standard parmi ces estimations, et quantifient la variabilité spatiale des mesures. En moyennant les décalages temporels relatifs mesurés en chacun des récepteurs, nous étudions l'évolution d'une mesure spatialisée, évaluée à l'échelle des dimensions de l'échantillon. La déformation volumétrique

est évaluée à une échelle comparable : nous moyennons en effet les valeurs évaluées par Code Aster en chaque nœud du maillage.

Dans la figure 2.19 ainsi que dans la figure 2.20, les mesures sont présentées pour sept état de déformations distincts : par incréments successifs de  $25\mu\text{m}$ , le déplacement appliqué augmente de 0 à  $150\mu\text{m}$ . Dans les deux cas illustrés, les résultats obtenus pour les deux méthodes de CWI concordent, ce qui illustre la consistance des mesures. Notons  $\Delta\epsilon$  la différence entre les valeurs estimées au moyen de ces deux méthodes, pour un état de chargement donné du système. En moyennant la différence mesurée pour chaque valeur de déplacement (c.-à-d. pour  $\delta \in [25, 50, 75, 100, 125, 150]\mu\text{m}$ ), nous calculons  $\langle\Delta\epsilon\rangle = 0.15 \cdot 10^{-4}$ . Cette différence moyenne est faible par rapport à l'amplitude du décalage relatif observé et devant l'incertitude de ces mesures. Remarquons que la différence entre les estimations augmente avec la valeur de  $\delta$ , ce qui pourrait s'expliquer par l'augmentation en parallèle de l'incertitude sur  $dt/t$  (voir section 2.3.4).

Le résultat principal des figures 2.19 et 2.20 consiste en la mise en évidence d'une relation quasi linéaire entre les délais relatifs observés et la déformation volumétrique. Lorsque nous analysons les enregistrements relatifs au capteur faisant face à la source (cas illustré dans Fig. 2.19), les mesures suggèrent une relation de proportionnalité entre  $dt/t$  et  $e_{vol}$  dont le coefficient est de 0.69. Lorsque nous moyennons les observations, le coefficient de proportionnalité entre ces deux grandeurs physiques est de 0.71 (Fig. 2.20). Dans les deux cas, nous montrons que l'amplitude du décalage temporel relatif est un *proxy* de la déformation volumétrique.

Par ailleurs, nous évaluons l'incertitude sur la valeur de ces pentes en lui assignant un intervalle de confiance, de la même façon que dans la section 2.3.4. Nous choisissons pour cela un intervalle de satisfaction à 90%. Une incertitude de 10 % est donc retenue pour représenter la variabilité des mesures des figures 2.19 et 2.20. Nous mesurons ainsi une pente de  $0.69 \pm 0.02$  lorsque la régression est adaptée aux mesures représentées dans la figure 2.19 (avec un coefficient d'ajustement  $r^2$  de 0.97) et une pente de  $0.71 \pm 0.04$  lorsque nous considérons les résultats de la figure 2.20 (avec un coefficient d'ajustement  $r^2$  de 0.95).

### 2.3.6 Interprétation des mesures numériques et identification d'un signal de déformation

#### Discussion du formalisme utilisé pour interpréter les mesures de CWI

Soulignons pour commencer la particularité du modèle numérique proposé : dans l'approche suivie dans cette partie du manuscrit, nous *fixons la vitesse des ondes* propagées dans le milieu, depuis la discrétisation du modèle numérique jusqu'à la dernière étape de la procédure de chargement. Dans le modèle proposé, la vitesses des ondes n'est pas impactée par le chargement appliqué au système : nous ne modélisons pas l'influence de la déformation sur les paramètres physiques du matériau (p. ex., ses coefficients d'élasticités, son module d'Young, son coefficient de Poisson ou sa densité). Ici, seule la grille de maillage, c'est-à-dire la forme des multiples éléments de discrétisation constituant le milieu de propagation, évolue au cours du processus de déformation. En effet, les contraintes normales appliquées à l'échantillon induisent des changements de volume, quantifiés à partir de la déformation volumétrique  $e_{vol}$ , qui constituent une contribution géométrique aux délais quantifiés par CWI.

En poursuivant une telle approche, notre étude contribue à la compréhension des processus physiques à l'origine des mesures de CWI. Dans la section 2.1.3, nous avons en effet discuté de l'interprétation des retards de temps de parcours quantifiés par CWI. Le formalisme le plus communément utilisé conduit à négliger les effets de la déformation géométrique du milieu de propagation sur les délais observés par CWI : les effets directs de la déformation du milieu de propagation sont généralement considérés comme étant de quelques ordres de grandeur inférieurs à ceux causés par les variations de vitesse.

Néanmoins, ce formalisme n'est pas adapté à l'interprétation des mesures présentées ici, dans la mesure où nous ne modélisons pas l'impact de la déformation du système sur la vitesse des ondes propagées. Le modèle numérique proposé permet de quantifier les effets directs de la déformation du milieu de propagation et du changement de forme du système sur les mesures de CWI, ce qui se traduit par une relation quasi linéaire entre les délais relatifs mesurés et la déformation volumétrique.

Nous analysons néanmoins les mesures présentées dans la figure 2.20 au regard de deux formalismes permettant de prédire l'impact de la déformation du système sur la vitesse des ondes propagées (et donc sur les mesures de CWI).

Considérons en premier lieu le modèle de dilatation/contraction temporelle : cette contribution aux mesures de CWI est décrite dans la section 2.1.3. Comme le démontre l'équation 2.26, la compression du milieu et les variations volumétriques engendrées conduisent à une augmentation de la densité du matériau. La déformation du système engendre donc une variation de la vitesse des ondes. Nous proposons, dans la partie introductive de ce chapitre, de relier les mesures de CWI à la déformation volumétrique, en partant de l'hypothèse de faibles déformations et de l'invariance des modules élastiques du matériau. Cette hypothèse est acceptable puisque le milieu de propagation se déforme de manière réversible et élastique, et n'est pas endommagé au cours du chargement : ce constat a en particulier été délivré en appliquant un critère d'élasticité de Von Mises. Afin d'évaluer la contribution liée aux changements de densité, nous utilisons l'équation 2.5 dérivée dans la section 2.1.3. Nous rappelons que cette équation décrit une relation de proportionnalité entre les variations relatives de volume ( $e_{vol}$ ) et les variations relatives de vitesses. Compte tenu des valeurs observées pour la déformation volumétrique, nous adaptons les mesures de CWI prédites par ce modèle par une relation linéaire de pente +0.5 (Fig. 2.20, ligne noire continue). Nous montrons que les mesures numériques représentées en rouge dans la figure 2.20 ne sont pas consistantes avec le modèle de contraction/dilatation, pour lequel la pente est de signe opposé.

Considérons ensuite le formalisme défini par la théorie de l'acousto-élasticité (section 2.1.3). Nous rappelons que l'acousto-élasticité est un domaine de la physique des matériaux étudiant les effets d'un chargement élastique et statique du milieu sur les vitesses des ondes propagées dans celui-ci. Une telle rhéologie n'est toutefois pas prise en compte dans le modèle numérique décrit dans cette partie du manuscrit. Notons néanmoins que l'étude de la contribution aux mesures de CWI de tels processus est le sujet central de l'analyse décrite dans le chapitre 3.

### Discussion de la relation entre retards relatifs et déformation volumétrique

Nous souhaitons ensuite discuter de la valeur de la pente de la régression linéaire traduisant le lien entre la moyenne des variations relatives de délais,  $\langle dt/t \rangle$ , et la déformation volumétrique,  $e_{vol}$ , estimée d'un point de vue macroscopique (voir Fig.2.20).

**Une pente inférieure à l'unité** Dans le cas d'un changement de volume isotrope et en l'absence de variation de vitesse, on peut en effet s'attendre à mettre en évidence une relation linéaire de pente unitaire entre ces deux paramètres physiques. Quels sont donc les effets qui conduisent à mesurer une pente plus faible, alors même que la vitesse des ondes propagées dans le milieu déformé est maintenue constante? Notons en premier lieu que la valeur de la pente diffère de celle mesurée lorsque nous appliquons un chargement thermique à un échantillon homogène et isotrope. Lorsque nous appliquons un tel chargement, le modèle conduit à la dilatation thermique quasi-isotrope de l'échantillon (voir section 3.4), ce qui constitue une situation plus proche de celle où l'échantillon est soumis à une compression / dilatation isostatique. Nous mesurons alors une pente de 1.08 entre les deux grandeurs physiques précédemment mentionnés,  $e_{vol}$  et  $\langle dt/t \rangle$ .

Ces observations laissent à penser que la valeur plus faible de la pente de la figure 2.20 est liée à l'introduction d'hétérogénéités et aux conditions de chargement appliquées dans l'expérience analysée ici. En effet, notre approche nous conduit à mesurer un champ de déformation hautement hétérogène. La figure 2.21 permet à cet effet d'analyser la répartition spatiale de la trace du tenseur de déformation, mesurée à l'aide de Code\_Aster lorsque nous appliquons un déplacement de  $80 \mu\text{m}$  sur la face du haut de l'échantillon. Du fait de l'introduction de nombreux trous dans un milieu homogène environnant et du fait du chargement uniaxial appliqué, nous observons de fortes fluctuations de la trace du tenseur de déformation, ce qui suggère l'hétérogénéité spatiale du tenseur de déformation. L'échantillonnage répété du milieu de propagation, du fait de la forte diffusion du champ d'ondes propagé, devrait cependant se traduire par des mesures de CWI qui puissent refléter l'ensemble des changements volumétrique subis par le milieu de propagation.

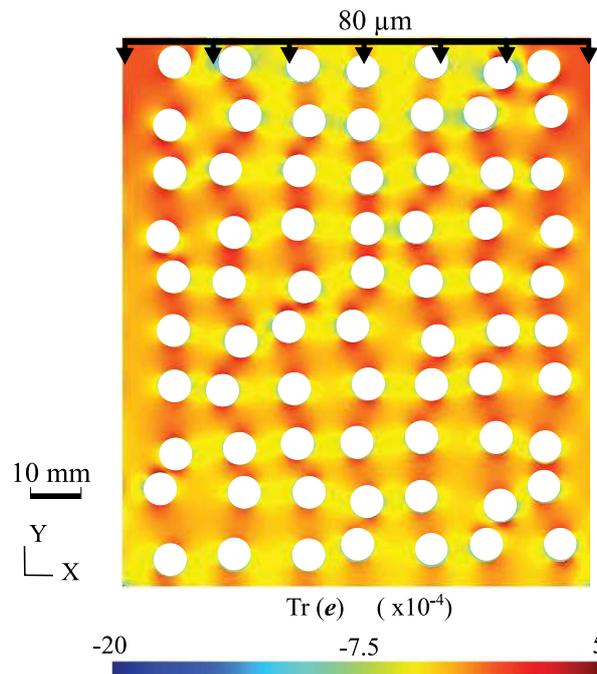


FIGURE 2.21 – Variations spatiales de la trace du tenseur de déformation mesurée à l'aide de Code\_Aster lorsque nous appliquons un déplacement de  $80 \mu\text{m}$  sur le haut du système.

Bien que la figure 2.20 démontre clairement la sensibilité du champ d'ondes diffus vis-à-vis de ce champ de déformation, la pente observée peut être interprétée comme une sensibilité préférentielle du champ d'ondes à l'encontre d'une composante donnée du tenseur de déformation. La prise en compte d'une fenêtre de coda restreinte et la mise en place de capteurs sur les faces latérales de l'échantillon peuvent induire une sensibilité préférentielle du champ d'ondes vis-à-vis de la composante horizontale du tenseur de déformation.

**Identification d'un effet spécifique et montages expérimentaux** Bien que nous discutons dans la section suivante de l'influence de différents paramètres de la simulation sur les mesures de CWI, il aurait été instructif, dans le cadre de cette discussion, de comparer la valeur de la pente avec celle obtenue pour des expériences similaires. La mise en évidence d'un effet particulier, permettant d'expliquer la valeur de la pente observée dans la figure 2.20, nécessiterait donc des analyses plus poussées et nous ne mentionnons ici que certaines pistes d'étude.

Pour tester la sensibilité du champ d'onde diffus propagé vis-à-vis d'une composante spécifique du tenseur de déformation, il aurait été intéressant de varier la position des capteurs, en les plaçant par exemple en haut et en bas de l'échantillon (au lieu de les disposer sur les faces latérales).

Aussi, une analyse plus poussée de l'influence du nombre et de la disposition des hétérogénéités, voir des conditions de bords appliquées (bords absorbants ou libres), permettrait de juger de l'impact de ces paramètres sur les conditions de diffusion et en conséquence sur la pente de la relation linéaire observée.

Finalement, il aurait été instructif de faire varier la taille et la concentration de l'ensemble de récepteurs. En localisant les capteurs sur une partie restreinte du système, il aurait été possible de vérifier si les moyennes  $\langle dt/t \rangle$  sont sensibles à la déformation volumétrique localisée sur une surface restreinte de l'échantillon. Dans la section 2.4, nous présentons trois noyaux de sensibilités afin de discuter de la localisation de changements survenant dans le milieu (Fig. 2.22). Ces figures montrent d'ailleurs que si les récepteurs sont localisés aux extrémités de la ligne de capteurs, le milieu est échantillonné de manière limitée (figures de droite et de gauche). Même si nous moyennons les mesures obtenues le long du réseau déployé sur la face latérale de l'échantillon, ces observations suggèrent que le champ diffus n'est pas en mesure d'échantillonner l'ensemble des régions isolées du système de manière équitable.

Il est donc légitime de se demander si la trace du tenseur de déformation est la grandeur physique adaptée pour caractériser la sensibilité des mesures de CWI vis-à-vis de l'évolution mécanique du système, dans le cadre de l'expérience proposée. Notons également à ce sujet qu'il est valide d'estimer les variations volumétriques à partir de la trace du tenseur de déformation uniquement lorsque les déformations demeurent faibles. Bien que les termes ajoutés dans le cas général contribuent ici à la déformation volumétrique de manière négligeable (produits de deux composantes du tenseur), la variation volumétrique s'exprime dans un contexte plus générale sous la forme suivante :

$$e_{vol} = e_{XX} + e_{YY} + e_{XX}e_{YY} - e_{XY}^2 \quad (2.27)$$

### Impact des paramètres de la simulation sur les résultats numériques

Nous cherchons enfin à vérifier que les délais relatifs mesurés ne sont pas influencés par les paramètres de la simulation tels que les caractéristiques de la source ou le taux d'échantillonnage des signaux enregistrés.

Nous commençons par tester l'influence des paramètres de la source en comparant les décalages temporels relatifs mesurés pour deux valeurs distinctes de la fréquence centrale  $f_0$ , soit 400 kHz et 100 kHz. Dans les deux cas, les délais relatifs sont mesurés pour des déplacements variables, de 0 à 150  $\mu\text{m}$ . La méthode discrète est sensible au contenu fréquentiel des signaux comparés (voir les résultats décrits dans la section 2.3.3). Par conséquent, les signaux fenêtrés sont filtrés dans la gamme de fréquences [250 - 350] kHz pour la source de fréquence centrale 100 kHz et dans la gamme [1000 - 1100] kHz lorsque  $f_0 = 400$  kHz. Considérons le cas où nous appliquons un déplacement  $\delta$  d'une valeur de 75  $\mu\text{m}$ , et notons  $\varepsilon = \langle dt/t \rangle$  le décalage temporel relatif moyen.

- Lorsque  $f_0 = 400$  kHz, nous mesurons  $\varepsilon(f_0 = 400 \text{ kHz}, \delta = 75 \mu\text{m}) = 3.1 \cdot 10^{-4}$ .
- Pour  $f_0 = 100$  kHz, nous mesurons  $\varepsilon(f_0 = 100 \text{ kHz}, \delta = 75 \mu\text{m}) = 2.8 \cdot 10^{-4}$ .

Pour cet état de chargement, la différence entre les mesures,  $\Delta\varepsilon_{f_0}$ , vaut  $0.3 \cdot 10^{-4}$ . Un ordre de grandeur sépare donc la moyenne de la différence de ces mesures. Nous reproduisons un tel résultat lorsque nous faisons évoluer le déplacement  $\delta$  appliqué dans la simulation, soit pour  $\delta \in [0, 25, 50, 75, 100, 125, 150] \mu\text{m}$ . Ce résultat est traduit quantitativement par la relation 2.28. La différence entre les délais relatifs mesurés à 400 kHz et à 100 kHz est du même ordre de grandeur que l'incertitude sur ces mesures : nous concluons donc que le changement dans le paramètre de la source a un effet statiquement insignifiant sur les mesures.

$$\sum_{\delta} \frac{2 \Delta\varepsilon_{f_0}(\delta)}{\varepsilon(f_0 = 400 \text{ kHz}, \delta) + \varepsilon(f_0 = 100 \text{ kHz}, \delta)} \approx 0.07 \quad (2.28)$$

De manière similaire, nous testons l'influence d'un changement dans le taux d'échantillonnage des formes d'ondes. Deux taux d'échantillonnage sont considérés : la valeur utilisée précédemment,  $T_s = 0.1$  ns, et un taux d'échantillonnage plus faible de 0.8 ns. Considérons à nouveau la situation dans laquelle nous appliquons un déplacement de 75  $\mu\text{m}$ . Les délais relatifs moyens sont alors de  $\varepsilon(T_s = 0.1 \text{ ns}) = 3.1 \cdot 10^{-4}$  et de  $\varepsilon(T_s = 0.8 \text{ ns}) = 3.0 \cdot 10^{-4}$ .

La différence entre les délais relatifs moyens,  $\Delta\varepsilon_{T_s}$ , est à nouveau faible devant l'incertitude sur ces mesures. De la même manière qu'avec l'équation 2.28, nous vérifions que pour chaque état de contrainte, la différence entre les délais relatifs est faible devant leur valeur moyenne (Eq. 2.29) ainsi que devant l'incertitude sur les mesures. Nous concluons que ces paramètres ont une influence statistiquement insignifiante sur les mesures délivrées par le modèle numérique.

$$\sum_{\delta} \frac{2 \Delta\varepsilon_{T_s}(\delta)}{\varepsilon(T_s = 0.1 \text{ ns}, \delta) + \varepsilon(T_s = 0.8 \text{ ns}, \delta)} \approx 0.01 \quad (2.29)$$

### Interprétation des signaux et résumé de l'approche

Les tests décrits dans le paragraphe précédent montrent que les paramètres de la source et des récepteurs n'ont pas une influence significative sur les mesures, ce qui suggère que les mesures présentées dans les figures 2.19 et 2.20 sont porteuses d'un signal de déformation et ne sont pas le produit d'un artefact numérique du modèle. Il s'agit du résultat central de l'étude numérique présentée dans la section 2.3 du manuscrit. Cette étude permet de surcroît de donner un cadre concret aux méthodes évoquées dans la section introductive du chapitre (2.2). La démarche entreprise dans cette section sera à nouveau mise à profit afin de développer les modèles numériques présentés dans les chapitres 3 et 4. Nous revenons donc, afin de conclure cette étude, sur les différentes étapes de cette approche.

Nous développons, à partir du schéma numérique décrit dans la section 2.2.1, un modèle numérique analogique qui permet d'étudier la signature sur les mesures de CWI de la déformation élastique et réversible de l'échantillon fortement diffusif proposé. La flexibilité du modèle numérique nous a permis d'étudier un cas spécifique où la vitesse des ondes est fixée depuis la discrétisation du milieu jusqu'à la dernière étape de déformation. Il est de ce fait possible d'isoler la contribution aux délais mesurés par CWI, du changement de forme du milieu et de la déformation géométrique de celui-ci. Rappelons qu'une analyse standard des variations relatives de délais  $dt/t$  conduit usuellement à négliger cette contribution, puisqu'elle attribue les observations à la modification de la vitesse des ondes causée par la perturbation appliquée. Dans le chapitre 3, nous chercherons à quantifier la contribution propre à chacun de ces phénomènes.

Une simplification non triviale du modèle numérique consiste à définir un milieu fictif bi-dimensionnel demeurant représentatif d'un échantillon de granite de réservoir profond et permettant de répliquer son comportement acoustique et mécanique. Les méthodes évoquées dans les sections 2.2.3 et 2.2.2 sont ainsi employées afin de caractériser le comportement acoustique et mécanique du milieu numérique et de l'échantillon réel dont il réplique les propriétés. Une première étape consiste à sélectionner le milieu fictif le plus propice à représenter l'échantillon de granite : celui-ci comporte un assemblage de 70 trous de rayon 3 mm. Ces mêmes méthodes nous permettent ensuite de vérifier les hypothèses relatives au cadre de notre étude : le milieu est propice à propager *un champ d'ondes diffus* à partir duquel nous appliquons les méthodes de CWI afin de surveiller la *déformation élastique* du système.

Afin de comparer les couples de formes d'onde enregistrés à chaque étape du chargement, nous appliquons enfin deux méthodes d'interférométrie distinctes : une méthode discrète basée sur la corrélation croisée de signaux fenêtrés et une méthode d'étirement. Nous présentons ces méthodes au regard des signaux enregistrés, et nous conduisons un ensemble de tests afin d'améliorer la qualité des mesures délivrées par la méthode discrète. Ce calibrage nous amène en particulier à utiliser une méthode de corrélation divisée en deux étapes, et à discuter de l'influence de la durée des fenêtres de discrétisation et du filtre passe-bande appliqué aux signaux. C'est donc à

partir de ces tests et aidé des critères évoqués dans la section 2.2.4, que nous fixons les paramètres temporels et géométriques du modèle numérique (durée et échantillonnage des signaux, distance caractéristique entre éléments de maillage) ainsi que les paramètres des méthodes de CWI (fréquence du filtre passe-bande, durée des fenêtres de discrétisation).

L'utilisation de l'ensemble de ces méthodes nous permet de mettre en évidence la relation quasi linéaire entre la variation relative de volume ( $e_{vol}$ ) et les délais relatifs mesurés, et ce, bien que la vitesse des ondes élastiques ne varie pas au cours de l'expérience. En effet, les mesures représentées dans la figure 2.20 témoignent d'une relation de proportionnalité entre la déformation volumétrique moyenne et les retards relatifs moyens. Au travers de ces résultats et de leurs analyse, nous montrons que les mesures de CWI sont sensibles à la déformation volumétrique isotrope du milieu de propagation, mais aussi à l'hétérogénéité spatiale du champ de déformation.

## 2.4 Localisation du changement intervenant dans le milieu de propagation : étude numérique de la sensibilité des mesures vis-à-vis d'une perturbation locale du milieu de propagation

### 2.4.1 Localisation du changement : noyaux de sensibilité et proposition d'une approche directe

Dans la section précédente, nous nous sommes concentrés sur l'étude de l'évolution temporelle/avec le niveau de chargement, des temps de parcours des ondes diffuses. Dans la figure 2.22, les observations étaient quantifiées au moyen de moyennes spatiales définies sur l'ensemble du milieu de propagation. L'analyse menée dans la section précédente nous a notamment permis de discerner la sensibilité des retards de temps de parcours mesurés par CWI vis-à-vis de la déformation du système, en observant une dépendance quasi linéaire entre la déformation volumétrique et les mesures de CWI. Une telle approche s'est donc montrée adaptée au développement du modèle numérique analogique et à l'étude des processus physiques à l'origine des observations.

Fixons maintenant l'état de chargement du système. Compte tenu de la sensibilité de ces mesures de CWI, un exercice complémentaire consiste à se demander quelles sont les informations relatives à la variabilité spatiale de la déformation qu'il est possible de tirer d'une telle analyse.

Une approche consisterait à appliquer les éléments théoriques décrits dans la section 2.1.4. Il s'agirait en premier lieu de calculer le noyau de sensibilité pour chaque fenêtre de discrétisation définie, et pour chaque configuration source/récepteur<sup>8</sup>. Ces noyaux seraient ensuite utilisés afin de poser un problème inverse linéaire. En effet, l'équation 2.9 décrit la relation entre le retards de temps de parcours observés dans une fenêtre de discrétisation donnée, et la variation de vitesse localisée en un point du milieu. L'inversion du système linéaire ainsi formulé permettrait d'estimer la distribution spatiale des changements survenant dans le milieu de propagation, pour chaque configuration étudiée.

Considérons à titre d'exemple le modèle numérique proposé dans la section précédente et le milieu de propagation comportant 70 trous de rayons 3 mm. La figure 2.22 représente trois noyaux de sensibilités que nous avons calculé au moyen de Specfem2D pour trois couples source/récepteur différents. Le code de propagation permet, au moyen de deux simulations auxiliaires, de calculer des noyaux de sensibilité pour la densité  $\rho$ , pour  $V_P$  ou encore  $V_S$  : les champs de déplacement produit lors de la première simulation sont utilisé pour déduire la source adjointe de la seconde simulation. Nous considérons pour ce calcul la propagation d'une onde  $SH$ , nous utilisons les résultats calculés dans la fenêtre de discrétisation d'une durée de  $6.5 \mu\text{m}$  centrée en  $t = 10 \cdot 10^{-5}$  s, et nous employons trois configurations source/récepteur distinctes. Les noyaux  $K_{er}(x, y, t)$  représentées pour  $V_S$  dans la figure 2.22 décrivent la sensibilité des temps de parcours des ondes vis-à-vis de changements qui surviennent dans le milieu de propagation, par exemple ceux causés par l'application d'un déplacement  $\delta$  sur sa face supérieure. Chacune des figures reflète donc la sensibilité des arrivées d'une fenêtre donnée de *coda*, et des signaux enregistrés à un capteur donné du réseau.

Il est intéressant de comparer les structures observées à la variation spatiale des changements mécaniques induits dans le milieu de propagation. Nous appliquons pour cela un déplacement de  $80 \mu\text{m}$  sur le haut du système et représentons les variations spatiales de la trace du tenseur de déformation (Fig. 2.23). Cette figure montre notamment que la variabilité verticale de la mesure de déformation, c'est-à-dire dans la direction du réseau de capteurs, est globalement homogène. Ces observations expliquent que la variabilité spatiale parmi les retards relatifs  $dt/t$  observés aux 32 capteurs du réseau est faible (voir section 2.3.4).

8. nous disposons, dans notre cas, de 32 couples source/récepteur distincts

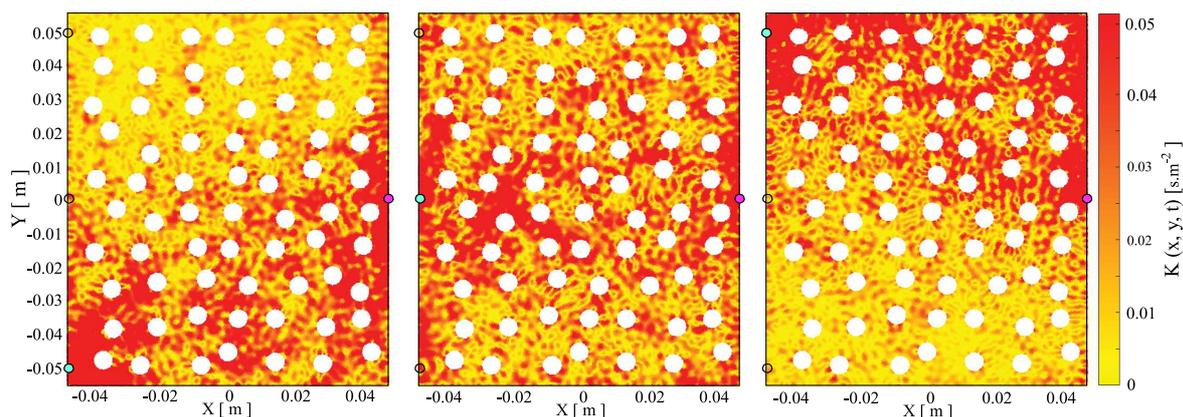


FIGURE 2.22 – Noyaux de sensibilité calculés pour  $V_S$  au moyen du modèle numérique de la section 2.3 en considérant une fenêtre de *coda* centrée en  $t = 10^{-4}$  s et en utilisant trois configurations source/récepteurs différentes. La position de la source est représentée par un cercle rouge et la position du récepteur actif sous forme d'un cercle bleu.

Afin d'étudier la variabilité spatiale des changements qui surviennent dans le milieu, nous souhaitons évaluer ici l'efficacité d'**une approche plus directe**. Nous employons pour cela un modèle légèrement différent de celui présenté dans la section précédente. Nous appliquons en particulier un champ de déformation de manière plus localisée, à l'échelle du système, de manière à induire une variabilité spatiale plus importante dans les mesures de CWI. Nous employons également un réseau plus dense de capteurs, ce qui permet d'évaluer plus précisément la variabilité spatiale<sup>9</sup> des mesures de CWI.

Nous nous demanderons d'abord si cette variabilité spatiale révèle une structure indiquant que les mesures de CWI obtenues en un capteur donné du réseau sont sensibles à la déformation locale du milieu.

Si les retards de temps de parcours accumulés en chaque capteur du réseau sont empreints de l'évolution locale du milieu de propagation, nous nous demanderons si la mesure directe de retards de temps de parcours ainsi que l'analyse de leur variabilité spatiale, permettent de nous renseigner sur la structure du champ de déformation, voir d'inférer la localisation de la perturbation appliquée.

## 2.4.2 Présentation du principe de l'étude

Par rapport au modèle présenté dans la section 2.3, nous modifions essentiellement le chargement appliqué au système. Nous considérons donc le même milieu de propagation que dans la section précédente : un système bi-dimensionnel aux dimensions identiques, comportant un ensemble de 70 trous de rayon 3 mm permettant de diffuser le champ d'ondes propagé. Dans les deux codes de modélisation, nous ne modifions pas les paramètres décrivant les matériaux et la rhéologie des éléments du maillage.

Nous imposons en revanche le déplacement homogène de l'une des 70 hétérogénéités du maillage. Nous focalisons l'étude sur un unique état de déformation du système. Celui-ci est obtenu en déformant le maillage au moyen de Code Aster : la condition de chargement consiste à déplacer les nœuds définissant le bord d'une inclusion circulaire. Le déplacement de 75  $\mu\text{m}$  est orienté dans la direction  $-Y$  (Fig. 2.23 (a)). En anticipant la discussion menée dans la section 3.3 du manuscrit, nous parlerons de perturbation « **mécanique** » du milieu de propagation, afin de souligner le fait que la perturbation est appliquée au moyen du code de déformation.

9. c.-à-d. le long du réseau de récepteurs déployé face à la source

Cette procédure de chargement permet de générer un champ de déformation aux motifs différents de celui produit précédemment, lorsque nous appliquons un déplacement sur la face supérieure de l'échantillon. Dans un cas comme dans l'autre, les trous insérés dans le milieu de propagation engendrent des fluctuations dans la magnitude de la trace du tenseur de déformation (voir Fig. 2.23).

Le déplacement d'une des hétérogénéités du système (sous-figure (a)) conduit néanmoins à observer des fluctuations locales plus fortes. En effet, considérons à titre de comparaison la situation où un déplacement de  $80\ \mu\text{m}$  est appliqué sur le haut du système (sous-figure (b)). Les magnitudes calculées pour les deux types de perturbations considérées sont comparables. La confrontation des cartes montre que la variabilité verticale de cette mesure de la déformation, c'est-à-dire dans la direction du réseau de capteurs, est plus homogène dans le cas illustré en (b) que dans le cas traité dans cette section du manuscrit. Dans le cas illustré en (a), une zone de déformation à proximité de l'inclusion déplacée forme un motif qui s'étend sur une hauteur d'environ  $15\ \text{mm}$  (c.-à-d. dans la direction  $Y$ ).

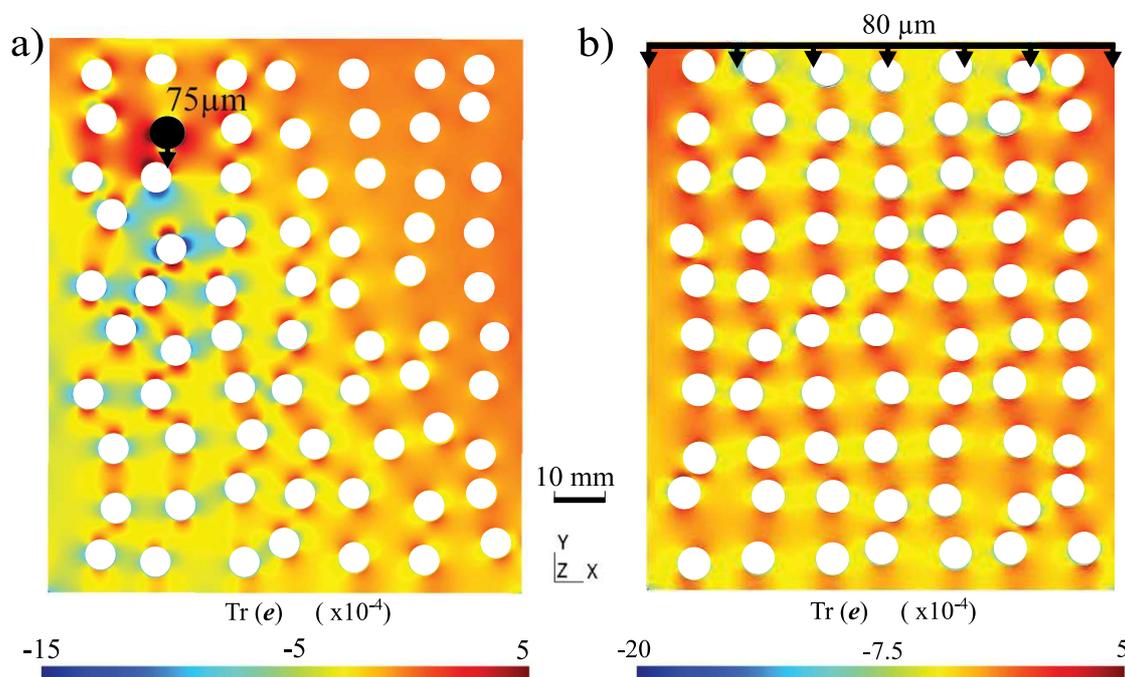


FIGURE 2.23 – (a) Principe de l'expérience dans laquelle un déplacement de  $75\ \mu\text{m}$  est appliqué de manière uniforme aux nœuds définissant le bord de l'une des 70 inclusions circulaires du milieu de propagation. Nous comparons la carte de la trace du tenseur de déformation mesurée pour la perturbation décrite en (a) à celle calculée par Code\_Aster lorsque nous appliquons un déplacement de  $80\ \mu\text{m}$  sur le haut du système (b). L'ordre de grandeur des déformations observées dans les deux situations est comparable.

Afin de potentiellement localiser ces différentes zones de déformation, nous utilisons ici un ensemble de 75 capteurs distribués sur la face de l'échantillon opposée à la source. Ce faisant, deux capteurs sont séparés d'environ  $1.5\ \text{mm}$ . Un réseau dense de capteurs permettra d'étudier plus précisément la variabilité spatiale des retards de temps de parcours mesurés par CWI, et la configuration choisie suppose que la déformation autour de l'hétérogénéité déplacée s'étende sur une hauteur d'environ 10 capteurs (Fig. 2.23 (a)). La durée des enregistrements est ici de  $3 \cdot 10^{-4}\ \text{s}$ . L'impulsion appliquée à la source est identique à celle utilisée précédemment, à savoir un Ricker de fréquence centrale  $400\ \text{kHz}$ .

Le pré-traitement appliqué aux enregistrements reste identique à celui appliqué précédemment puisque les paramètres de la source et la fréquence d'échantillonnage des enregistrements ne sont pas modifiés par rapport au modèle numérique décrit dans la section 2.3. Nous évaluons les délais au moyen de la méthode discrète s'appuyant sur la corrélation croisée de signaux fenê-

trés. Les fenêtres sont d'une durée de  $6.5 \mu\text{s}$ . Afin d'augmenter le nombre de mesures et de lisser la courbe représentant la variation temporelle des délais  $dt$ , nous employons des fenêtres chevauchantes dont le recouvrement est de 80%.

### 2.4.3 Mise en évidence de la variabilité latérale des retards de temps de parcours

La figure 2.24 présente les délais mesurés dans les fenêtres de discrétisation successives, en comparant la forme d'onde de référence à la forme d'onde enregistrée après que le diffuseur circulaire ait été déplacé. Dans la figure (a), nous représentons les mesures obtenues à l'aide du signal enregistré au capteur faisant face à la source. Dans la partie (b), nous représentons la moyenne spatiale calculée à partir des enregistrements des 75 capteurs : chaque point de mesure est obtenu en moyennant les délais  $dt$  mesurés à un instant  $t$  en chacun des capteurs du réseau. Dans la figure 2.24 (b), nous montrons que les délais moyens évoluent quasi-linéairement avec le temps dans le signal. L'adaptation d'une régression linéaire aux mesures de la figure (b) permettrait d'estimer la variation relative des délais à l'échelle des dimensions du milieu échantillonné par le champ d'ondes diffus : de la même manière que dans la figure 2.20, il s'agirait d'une mesure spatialisée du retard relatif  $dt/t$ .

En représentant cette même fonction du temps de manière plus locale (Fig. 2.24 (a)), nous observons des fluctuations plus importantes dans les mesures. La comparaison entre les deux figures suggère que l'analyse locale des mesures de CWI est susceptible de délivrer des informations sur l'évolution du système qu'il ne serait pas possible d'inférer à partir d'une approche moyenne.

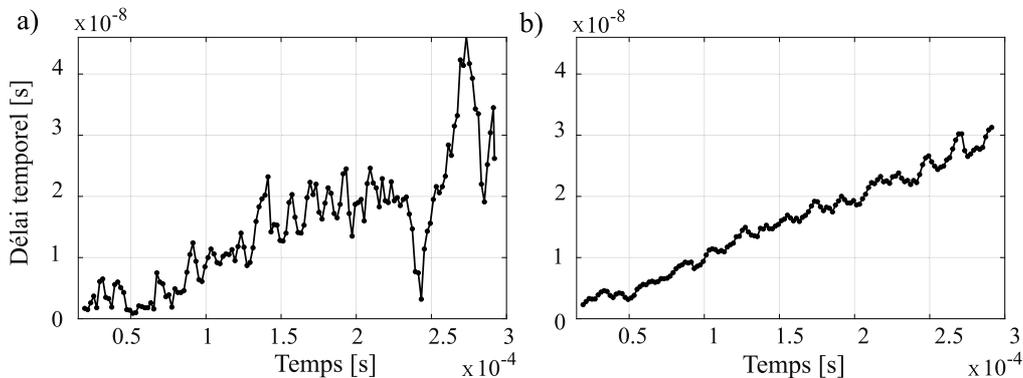


FIGURE 2.24 – Les retards dans les temps de parcours  $dt$  sont mesurés en fonction du temps dans le signal en comparant la forme d'onde de référence à celle enregistrée lorsqu'un déplacement de  $75\mu\text{m}$  est appliqué à l'inclusion circulaire. (a) Les délais mesurés dans des fenêtres chevauchantes d'une durée de  $6.5\mu\text{s}$  sont obtenus au capteur faisant face à la source. (b) Nous analysons une mesure spatialisée des délais en calculant pour chaque fenêtre de discrétisation, la moyenne des délais obtenus au temps  $t$  à l'aide des enregistrements des 75 capteurs du réseau.

Cette variabilité spatiale est clairement illustrée au moyen de la figure 2.25. Celle-ci cartographie les retards de temps de parcours à la fois temporellement (en abscisse, le temps dans le signal) et spatialement (en ordonnée, la position le long du réseau de récepteurs). L'amplitude du signal est représentée en termes de nombre de pas de temps ( $T_s = 10^{-10}$ ) par la palette de couleurs.

La figure conduit à observer d'importantes fluctuations locales. Les variabilités mises en évidence suggèrent que l'analyse des différents comportements observés de capteur en capteur permet de nous informer sur l'évolution du système sondé par le champ d'ondes diffus, à une échelle locale. Pour cela, il s'agit de relier les retards de temps de parcours mesurés à un capteur donné, à une mesure mécanique reflétant l'évolution du système à cette même échelle.

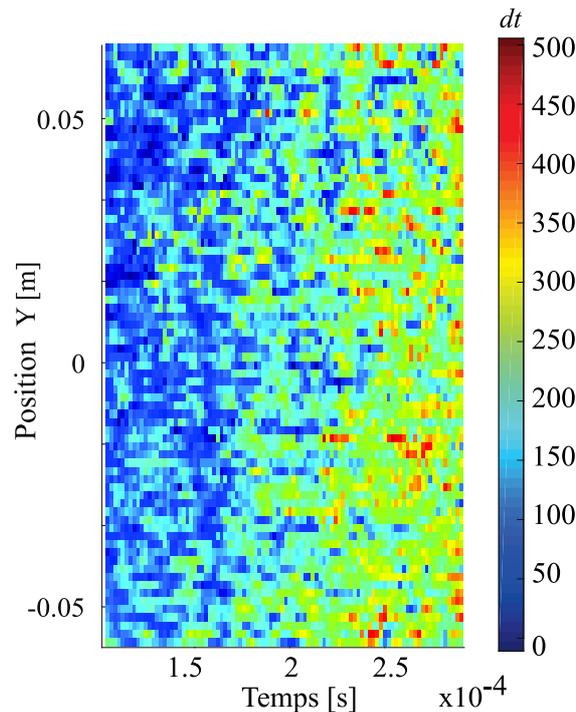


FIGURE 2.25 – Carte des retards de temps de parcours  $dt$ , mesurés au moyen de la méthode basée sur la corrélation croisée de fenêtres de discrétisation, en comparant la forme d’onde de référence à celle enregistrée lorsqu’un déplacement de  $75\mu\text{m}$  est appliqué au bord de l’inclusion circulaire déplacée. L’amplitude des délais, en termes de nombre de pas de temps ( $T_s = 10^{-10}$ ), est cartographiée temporellement (le temps dans le signal est représenté en abscisse) et spatialement (la position le long du réseau de capteurs est représentée en ordonnée)

#### 2.4.4 Analyse de la variabilité spatiale et sensibilité des retards de temps de parcours $dt$ vis-à-vis de la déformation locale du système

Quelles observables peut-on analyser afin de ne considérer qu’une seule mesure par capteur et afin d’étudier les variations spatiales le long du réseau?

Pour un capteur donné du réseau, nous calculons la moyenne *temporelle* de l’ensemble des retards de temps de parcours mesurés le long du signal : nous moyennons les mesures relatives à chaque fenêtre de discrétisation. Il est ainsi possible d’analyser la variation spatiale d’une mesure propre à un capteur donné du réseau. En particulier, nous choisissons d’analyser la moyenne des délais et non pas la pente de la régression linéaire adaptée aux mesures  $dt(t)$ , afin que les résultats soient représentatifs de la tendance à un capteur donné du réseau et de manière à ce que les mesures ne dépendent pas de la qualité de l’adaptation de la régression linéaire. Il s’agit notamment d’être prudent à propos de la qualité variable de cette adaptation, compte tenu des fluctuations observées dans les figures 2.24 (a) et 2.25. Cette mesure localisée des retards de temps de parcours est représentée en noir dans la figure 2.26, en fonction de la position du capteur.

Afin de tester, à l’échelle étudiée, la sensibilité des retards de temps de parcours vis-à-vis de la déformation du système, nous souhaitons évaluer cette grandeur mécanique, caractéristique de l’évolution du système, à une échelle comparable. Code Aster permet de mesurer la déformation volumétrique en chaque nœud du maillage. À partir de cette mesure, nous moyennons les valeurs extraites dans une bande horizontale dont l’épaisseur est égale au double de la longueur caractéristique des éléments du maillage, soit  $2 \cdot lc$ .

La moyenne est représentée en rouge dans la figure 2.26, en fonction de la position de la ligne horizontale choisie pour la moyenne. La méthode employée pour évaluer localement la déformation volumétrique conduit à obtenir une fonction continue de la position. Nous observons de

fortes fluctuations corrélée à la localisation des inclusions circulaires.

Pour faciliter la comparaison entre la variation des deux fonctions de la position, nous ne tenons pas compte des magnitudes et normalisons les amplitudes de manière à ce que le maximum soit unitaire et de façon à ce que le minimum soit nul.

Les courbes calculées au moyen de Code Aster (en rouge) ou grâce à la méthode de CWI (en noir) sont très similaires et partagent des structures comparables. De la même manière que dans la section 2.3 du chapitre, la vitesse des ondes élastiques ne dépend pas de la déformation du système. Les variabilités spatiales observée dans la figure 2.26 attestent de la sensibilité des retards de temps de parcours vis-à-vis de la déformation volumétrique du système, à une échelle plus locale que celle analysée au travers des figures 2.19 et 2.20.

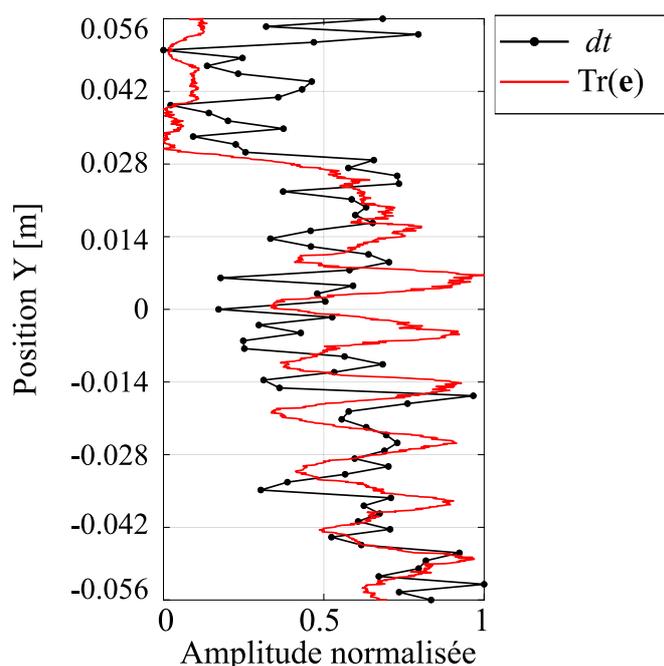


FIGURE 2.26 – Variation en fonction de la position du capteur au sein du réseau, de la moyenne temporelle des délais mesurés le long du signal (en noir). La mesure est comparée à la déformation volumétrique de l'échantillon, moyennée sur des bandes horizontales dont l'épaisseur est égale au double de la longueur caractéristique des éléments du maillage (en rouge).

En analysant ici un cas dans lequel nous induisons une variabilité latérale plus forte dans les grandeurs physiques étudiées, cette étude étaye la proposition émise dans la section 2.3 à propos du lien entre la déformation subie par le milieu de propagation et les mesures de CWI, en l'absence de variations intrinsèques de la vitesse des ondes propagées.

Ensuite, nous remarquons que les mesures présentées dans la figure 2.26 sont fortement influencées par la distribution de trous. En utilisant un réseau dense de capteurs, l'analyse de la variabilité latérale des mesures de CWI montre la sensibilité des délais observés vis-à-vis de la déformation concentrée autour des inclusions circulaires.

Enfin, cette variabilité latérale est clairement affectée, sur une largeur d'environ 12 capteurs, par le motif de déformation localisé autour de l'hétérogénéité déplacée. L'analyse conduite à l'aide de la figure 2.26 permet de nous renseigner sur l'origine de la perturbation et sur la réponse mécanique du milieu. Cette étude spatiale des mesures de CWI nous renseigne en effet sur la structure uni-dimensionnelle du champ de déformation.

## 2.5 Modélisation analogique de mesures de CWI : conclusions et perspectives

Notre approche est basée sur le développement d'un schéma numérique permettant d'étudier la signature sur le champ d'ondes diffus<sup>10</sup> de la déformation élastique du milieu. Il repose sur la combinaison de deux codes (Specfem2D et Code Aster). Leur association permet de proposer un schéma numérique permettant de modéliser la propagation d'un champ d'ondes dans des milieux diffusifs complexes lors de leur déformation. Enfin, les formes d'ondes enregistrées sont comparées par interférométrie d'ondes de *coda* : ces mesures permettent de surveiller l'évolution du système.

Nous illustrons les éléments théoriques et méthodologiques évoqués dans la partie introductive du chapitre en développant un modèle numérique dédié à étudier la signature sur les mesures de CWI de la déformation mécanique d'un milieu diffusif idéalisé. Celui-ci reproduit le comportement acoustique et mécanique d'un échantillon de granite. Il comporte en particulier un assemblage d'inclusions circulaires agissant de la même manière qu'un ensemble de diffracteurs, à l'image des inclusions minérales de la roche granitique. En modélisant les effets de la déformation élastique sur les mesures de CWI, nous démontrons que les retards de temps de parcours mesurés sont sensibles à la déformation du milieu de propagation et ce, bien que les vitesses des ondes propagées dans le système ne varient pas au cours de sa déformation.

Ces analyses permettent d'améliorer notre compréhension des processus à l'origine des mesures de CWI et contribuent à l'interprétation des signaux observés. Les retards dans les temps de parcours des ondes de *coda* multiples diffusées sont généralement considérés comme étant induits par de faibles variations des vitesses sismiques. Ces variations sont dues à d'infimes changements dans les propriétés physiques du matériau, eux mêmes induits par la réponse mécanique du milieu de propagation à la perturbation qui lui est appliquée. La contribution aux mesures que nous quantifions à partir de cette approche est usuellement négligée du fait de sa faible amplitude. Le modèle numérique proposé met en évidence la contribution non négligeable due au changement de forme du milieu de propagation, directement liée à la déformation du système.

En induisant une déformation plus localisée à l'échelle du milieu, nous démontrons d'ailleurs que la variabilité spatiale des retards de temps de parcours observés par interférométrie d'ondes de *coda* nous informe sur les variations volumétriques subies par le milieu à une échelle locale. Les observations délivrées par les méthodes de CWI permettent donc, dans le cadre des études présentées dans ce chapitre, de délivrer des informations sur l'évolution globale du système lorsque nous modifions le chargement qui lui est appliqué, mais elles permettent aussi d'étudier, pour une perturbation donnée du milieu, la structure du champ de déformation au moyen d'un réseau dense de capteurs. Cette approche ouvre des perspectives intéressantes pour localiser l'origine de la perturbation en employant des réseaux denses de capteurs, comme par exemple ceux que peuvent procurer la fibre optique (technologie DAS).

Notre étude résulte également en un modèle numérique constituant une base pour le développement de modèles plus avancés. En effet, quelle proportion aux retards de temps de parcours quantifiés par CWI est relative au signal identifié, lié à la déformation géométrique du milieu? Quelle contribution est en revanche liée à la variation de la vitesse des ondes? Le modèle numérique proposé ne modélise pas les effets multiples de la perturbation appliquée sur la vitesse des ondes : nous tenterons de prendre en compte ces processus dans le cadre des modèles proposés dans le chapitre 3. Afin d'identifier les différentes contributions aux délais observés par CWI, nous comparons des résultats expérimentaux aux prédictions d'un modèle numérique prospectif. Les modèles numériques proposés au chapitre 3 visent à modéliser les effets observés dans l'expérience de laboratoire, en reproduisant les conditions expérimentales. Nous étudions en particulier la signature de la déformation mécanique et thermique de l'échantillon, en nous concentrant toujours sur le comportement élastique.

10. autrement dit, sur les mesures CWI



## Chapitre 3

# Modélisation prospective : comparaison entre l'approche numérique et les expériences de laboratoire

*« La résolution du problème prospectif, ou « forward model » en anglais, vise à reproduire des observations réelles à partir d'un modèle numérique. Le modèle prospectif conceptualise le système réel et vise à reproduire un ensemble d'observations expérimentales ou effectives. »*

---

Modélisation prospective et  
« Forward Modelling approach »

## Sommaire

<b>3.1</b>	<b>Présentation de l'approche : la modélisation prospective</b>	<b>90</b>
<b>3.2</b>	<b>Modélisation prospective de la déformation mécanique d'un échantillon diffusif de Duraluminium</b>	<b>90</b>
3.2.1	Description de l'approche expérimentale et de l'approche numérique	90
	Présentation du principe de l'étude	90
	Description du dispositif expérimental	92
	Echantillon des expériences de laboratoire	92
	Procédure de chargement	92
	Source et récepteurs	94
	Propriétés physiques de l'échantillon	94
	Mesure expérimentale du champ de déplacement	95
	Présentation du modèle numérique répliquant les expériences de laboratoire	97
3.2.2	Vérification des hypothèses relatives au cadre de l'étude	98
	Caractérisation des propriétés acoustiques des milieux	98
	Caractérisation des propriétés mécaniques des milieux	100
	Comportement mécaniques à l'échelle de la longueur caractéristique des éléments	100
	Comportements mécaniques à l'échelle des dimensions de l'échantillon	102
	Critère de plasticité de Von Mises	103
3.2.3	Surveillance de la déformation élastique de l'échantillon	103
	Résultats des expériences de laboratoire	104
	Résultats du modèle numérique prospectif	106
	Généralités	106
	Effet de changement de forme	106
	Effets de variations locales de densité sur les vitesses des ondes	108
	Effets acousto-élastiques et variations anisotropes des vitesses des ondes	109
3.2.4	Discussion des mesures	110
	Comparaison des mesures concédées par deux méthodes indépendantes de CWI	110
	Représentativité du modèle bi-dimensionnel proposé	111
	Incertitude sur les coefficients élastiques du troisième ordre (TOEC)	114
3.2.5	Conclusions	115
<b>3.3</b>	<b>Analyse de la variation de la cohérence et/ou de la phase de signaux synthétiques et expérimentaux</b>	<b>117</b>
3.3.1	Présentation de l'approche	117
3.3.2	Compression de l'échantillon de Duraluminium : comparaison locale des résultats numériques et expérimentaux de CWI	118
	Mesure de la perte de cohérence $DC$ et des retards de temps de parcours $dt$	118
	Mise en évidence simultanée d'une perte de cohérence et d'un retard de temps de parcours entre signaux synthétiques	118
	Observation et comparaison des variabilités spatiales des deux grandeurs physiques	119
	Mesures numériques <i>vs</i> mesures des expériences de laboratoire	120
	Mesures des expériences de laboratoire : premier, second et troisième chargement	120
	Mesures de perte de cohérence <i>vs</i> mesures de retards de temps de parcours	121
	Interprétation phénoménologique des variabilités spatiales observées	121
3.3.3	Modélisation numérique du changement de structure du milieu de propagation	122

Comparaison de deux approches conceptuelles : perturbation « géométrique » et perturbation « mécanique » du milieu de propagation . . . . .	122
Évolution de la perte de cohérence $DC$ . . . . .	124
Évolution des retards de temps de parcours $dt$ . . . . .	125
Observation et comparaison des variabilités spatiales des deux grandeurs physiques . . . . .	125
Quels sont les processus à l'origine de l'observation d'un retards de temps de parcours $dt$ ou d'une perte de cohérence $DC$ entre les signaux? . . . . .	126
3.3.4 Conclusions . . . . .	128
<b>3.4 Modélisation prospective de la déformation thermo-élastique d'un échantillon de granite . . . . .</b>	<b>130</b>
3.4.1 Chargement thermique cycle d'un échantillon de granite et modélisation prospective des effets du chargement . . . . .	130
3.4.2 Description des méthodes expérimentales et numériques . . . . .	131
Résumé de l'approche expérimentale utilisée par Griffiths et al. (2018) . . . . .	131
Description du milieu numérique modélisant l'échantillon de granite de Westerly . . . . .	133
Présentation du modèle numérique prospectif . . . . .	134
Modélisation de la déformation du système . . . . .	134
Modélisation de la propagation des ondes . . . . .	135
Surveillance de la déformation thermo-élastique de l'échantillon . . . . .	136
3.4.3 Vérification des hypothèses relatives au cadre de l'étude . . . . .	138
Comportement acoustique des milieux étudiés . . . . .	138
Comparaisons des comportements mécaniques des échantillons . . . . .	140
Chargement de l'échantillon fictif du modèle numérique . . . . .	140
Chargement de l'échantillon de granite des expériences de laboratoire . . . . .	142
3.4.4 Variations avec la température des mesures numériques et expérimentales . . . . .	143
3.4.5 Mesures numériques de CWI et surveillance de la dilatation thermique homogène de l'échantillon fictif . . . . .	144
3.4.6 Variations de température et évolution des propriétés élastiques du matériau . . . . .	147
Variations de température et modification de la densité du matériau . . . . .	147
Variations de température et modification des modules d'élasticité du granite . . . . .	147
Évolution des modules d'élasticité et impact sur les mesures de CWI . . . . .	147
Utilisation des relations dans Specfem2D . . . . .	148
Résultats du modèle étendu et discussion des mesures . . . . .	150
Résultats du modèle numérique étendu . . . . .	150
Comportement modélisé et comportements observés . . . . .	150
Limitations liées au modèle numérique étendu . . . . .	152
3.4.7 Conclusions . . . . .	153
<b>3.5 Modélisations prospectives : conclusions et perspectives . . . . .</b>	<b>154</b>

---

### 3.1 Présentation de l'approche : la modélisation prospective

Il n'est pas triviale d'étudier l'influence de changements de température et de pression sur les propriétés physiques d'une masse rocheuse, tout comme la réponse mécanique du milieu vis-à-vis de telles perturbations. Ce constat est valable à toutes échelles, que ce soit pour l'échantillon de granite des expériences de laboratoire, ou la masse rocheuse du réservoir géothermique profond.

Il est donc pertinent de développer des expériences à l'échelle du laboratoire, sur des échantillons représentatifs, afin d'analyser l'influence de telles perturbations sur les mesures de CWI, dans la perspective de pouvoir en déduire des informations sur l'évolution du système étudié. Nous étudions pour cela deux contextes représentatifs de l'évolution d'une masse rocheuse au sein du réservoir.

- Dans la première section, nous nous focalisons sur les effets de la compression mécanique du milieu de propagation : le principe de l'expérience découle directement du cas traité dans la section 2.3.
- Dans un second temps, nous nous focaliserons sur l'étude du chauffage cyclique d'un échantillon de granite de Westerly (section 3.4).

Lorsqu'une perturbation est appliquée à un échantillon, les mesures en laboratoire englobent usuellement les effets des différents processus impliqués dans la réponse du milieu. Pour les mesures de CWI, elles incluent ainsi toutes les contributions distinctes au signal, et donc celles induites par un changement dans les propriétés du matériau, conduisant à modifier les vitesses des ondes élastiques, l'atténuation, l'anisotropie ou bien encore la diffusion des ondes.

La modélisation prospective des processus impliqués dans ces expériences permet d'améliorer notre compréhension de ces observations. Elle vise à reproduire les effets mis en évidence, en modélisant l'impact des différents processus sollicités lors de la perturbation du milieu de propagation. La comparaison entre des résultats numériques et expérimentaux permet, dans un premier temps, de tester les approximations et étapes de modélisation nécessaires à reproduire les observations. Elle permet ensuite de révéler le partitionnement entre les différents processus physiques responsables pour les mesures de CWI.

Si nous avons jusqu'alors limité la mise à jour du modèle, à chaque variation de l'état de contrainte, à l'évolution de la grille de maillage, nous discutons dans ce chapitre des processus physiques impliqués dans la variation de la vitesse des ondes propagées pendant la déformation mécanique et/ou thermique d'un échantillon diffusif. Nous étudions de cette manière la contribution aux mesures de CWI de ces différents processus, tout en cherchant à proposer un modèle en capacité de reproduire les signaux expérimentaux.

### 3.2 Modélisation prospective de la déformation mécanique d'un échantillon diffusif de Duraluminium

Les travaux présentés dans cette section du manuscrit ont été publiés dans la revue *Journal of Geophysical Research : Solid Earth* (Azzola et al., 2020) (voir Annexe B.3).

#### 3.2.1 Description de l'approche expérimentale et de l'approche numérique

##### Présentation du principe de l'étude

Afin d'analyser la signature sur les mesures de CWI de la déformation élastique du milieu de propagation, nous étudions d'abord un essai de compression uni-axiale. L'étude est basée sur la comparaison des mesures obtenues lors d'expériences en laboratoire avec celles provenant d'un modèle prospectif. Les deux approches comportent les mêmes parties : la diffusion des ondes sismiques et la déformation du milieu de propagation.

La figure 3.1 résume ainsi le principe de l'étude. Les approches décrites dans les section 3.2 et 2.3 partagent de nombreuses similarités. Ici, un grand nombre d'expériences en laboratoire et de simulations numériques ont été conduites sur un échantillon décimétrique qui comprend un ensemble d'hétérogénéités, c'est-à-dire 70 inclusions circulaires (cas 2D des simulations) ou cylindriques (cas 3D des expériences de laboratoire) de rayon 3 mm. En guise de chargement, nous imprimons un déplacement  $\delta$  à la face supérieure de l'échantillon. La charge est augmentée de manière incrémentale : à chaque palier de chargement, nous augmentons le déplacement appliqué.

À chaque étape de déformation, une onde impulsive est propagée à travers l'échantillon diffusif, en utilisant une source ponctuelle. Les enregistrements sont produits le long de la face opposée à la source au moyen d'un réseau linéaire de 32 récepteurs. Ces formes d'onde comprennent les arrivées directes, mais aussi les arrivées d'ondes réfléchies et les arrivées d'ondes de *coda*. Les formes d'ondes enregistrées pour différents états de chargement, qualifiées à nouveau de formes d'onde « perturbées », sont comparées à la forme d'onde dite de « référence » par la technique d'étirement (voir section 2.3.3, où nous décrivons les principes de la méthode de CWI). Ainsi, chaque étape de l'expérience consiste à exécuter une boucle identique à celle illustrée dans la figure 2.6.

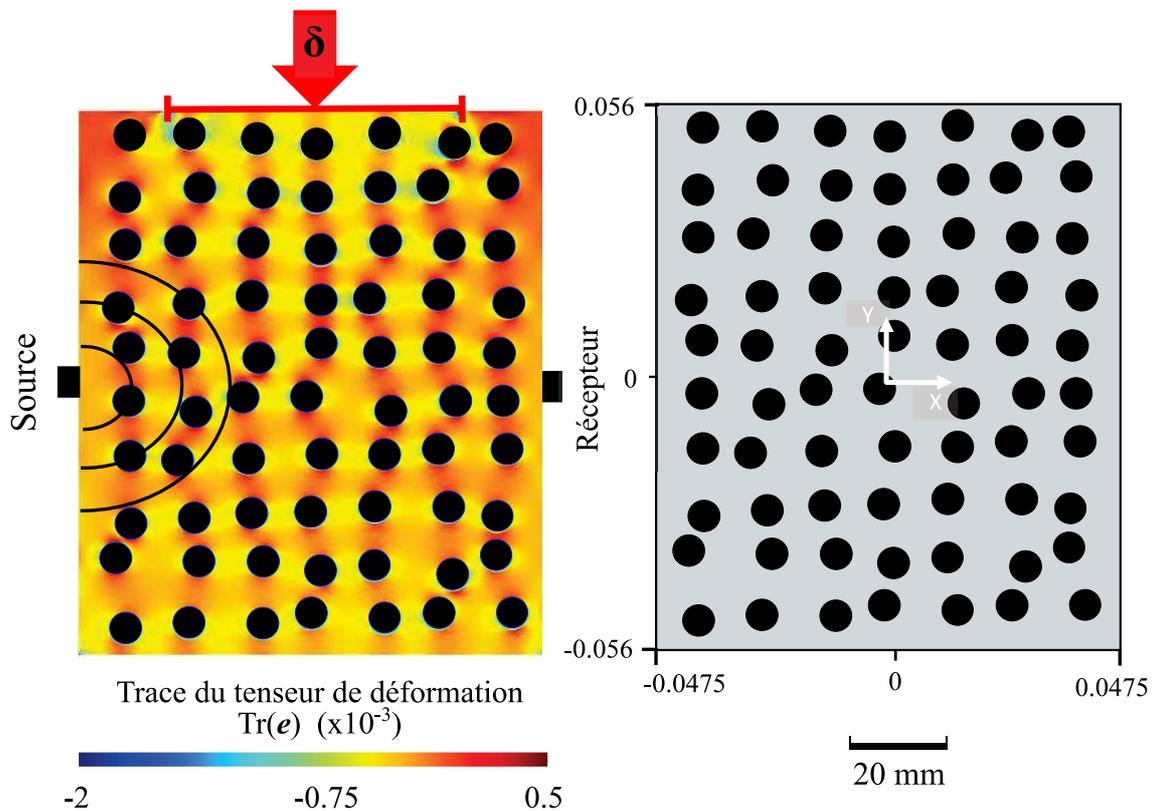


FIGURE 3.1 – Croquis décrivant le principe de l'approche. La déformation mécanique de l'échantillon (un bloc perforé d'Aluminium 2017A) est obtenue en augmentant progressivement le déplacement  $\delta$  appliqué le long d'une ligne de chargement de 62 mm de long (représentée par une ligne rouge), c'est-à-dire la surface de contact entre l'échantillon et le piston d'une presse uni-axiale servo-commandée. Une ondelette de Ricker est envoyée au milieu du bord de l'échantillon à chaque étape de la procédure de chargement. Les formes d'ondes sont enregistrées le long de la face opposée à l'aide d'un réseau de capteurs. L'arrière-plan montre la trace du tenseur de déformation, calculée par Code\_Aster lorsqu'un déplacement de  $\delta = 80 \mu\text{m}$  est appliqué le long de la ligne de chargement. La partie de droite détaille la géométrie de l'échantillon.

D'une part, on s'attend à ce que les expériences incluent toutes les contributions des processus impliqués et leur couplage complexe. D'autre part, la flexibilité de la simulation numérique permet d'ajuster les paramètres physiques et les effets modélisés afin de déchiffrer les différents phénomènes physiques à l'origine de la mesure.

En ce qui concerne le modèle numérique, nous distinguerons plusieurs contributions aux mesures de CWI. Il s'agit en premier lieu de l'effet de la déformation élastique sur la forme de l'échantillon, et en second lieu de son impact sur les vitesses des ondes propagées dans le milieu déformé. Concernant cette contribution, nous étudions notamment la part relative aux variations locales de densité, et distinguons cette contribution de celle liée aux effets acousto-élastiques (la nature de ces contributions a déjà été décrite dans la section 2.1.3).

En ce qui concerne les études en laboratoire, l'effet des variations de contraintes sur les mesures de CWI a déjà été étudié en utilisant différents matériaux aux propriétés diffusives, tels que le béton (Planes and Larose, 2013). L'ordre de grandeur des contraintes appliquées aux échantillons est variable, avec des perturbations de quelques MPa, mais aussi bien plus faibles (50 kPa) (Larose and Hall, 2009). Moins d'attention a été accordée jusqu'alors à la dépendance entre l'état de déformation et la vitesses d'ondes élastiques propagées dans des milieux hétérogènes. Nous cherchons donc ici à développer une approche prospective comparative permettant d'étudier, lors d'un essai de compression uni-axiale, l'effet de variations de contraintes de 5 à 50 MPa.

Par ailleurs, notons que ce n'est pas ici structure granulaire du matériau constitutif du milieu de propagation qui est à l'origine de la diffusion du champ d'ondes. Notre approche se distingue dans le sens où c'est un ensemble discret d'hétérogénéités qui régie le régime de diffusion. Dans le plan  $(X, Y)$ , la répartition de ces inclusions est la même que pour l'échantillon fictif de la section 2.3 : nous ne revenons donc pas sur la justification de cette assemblage (voir section 2.3.2).

### Description du dispositif expérimental

La figure 3.2 présente le dispositif expérimental employé au laboratoire.

**Echantillon des expériences de laboratoire** Les sous-figures 3.2 (a) et (c) représentent l'échantillon des expériences de laboratoire. Celui-ci est usiné à partir d'un bloc d'aluminium 2017A (Au4G), un matériau communément appelé Duraluminium (ou Dural). Il s'agit d'un alliage d'aluminium (~95 %), de cuivre (~4 %), de magnésium (~0.5 %) et de manganèse (~0.5 %). Le bloc de Duraluminium a une hauteur de 112 mm, une largeur de 95 mm, et une épaisseur de 32 mm. Le matériau a été choisi pour son homogénéité et parce qu'il facilite considérablement l'usinage d'un échantillon comportant un certain nombre d'hétérogénéités de dimension prédéfinie. Étudier un tel milieu métallique quasi-homogène permet de plus de se s'intéresser à un système adapté à notre approche prospective : il est ainsi plus aisé de retranscrire numériquement les caractéristiques de l'échantillon réel. Au sein d'une matrice rocheuse, des effets liés par exemple aux contacts entre les grains peuvent conduire à des comportements mécaniques plus complexes. Bien que la prise en compte d'échantillons de roche aurait permis de mettre en lumière une complexité additionnelle découlant de la granularité de ces matériaux, cette approche n'est pas envisagée ici.

Les 70 hétérogénéités circulaires sont introduites dans l'échantillon afin de diffuser le champ d'onde propagé. En utilisant la même source, nous démontrions dans le chapitre 2 qu'un milieu fictif de même taille, comportant un assemblage identique de diffuseurs circulaires d'un rayon de 3 mm, était propice à produire un champ d'ondes multi-diffusé. Cette hypothèse sera à nouveau vérifiée ici pour l'échantillon de Duraluminium (voir section 3.2.2). Notons dès lors que la longueur des cylindres (32 mm, c.-à-d. égale à l'épaisseur de l'échantillon) est significativement plus longue que la longueur d'onde (de 5.8 mm), rendant le milieu quasi bidimensionnel en termes de diffusion des ondes (Derode et al., 2001; Tourin et al., 2000).

**Procédure de chargement** La figure 3.2 présente également la procédure utilisée pour charger mécaniquement l'échantillon. Ce dernier est maintenu entre le piston vertical d'une presse servo-commandée de capacité 10 T, et une plaque de Duraluminium fixée au capteur de force, situé sous le support. La force appliquée par le piston est mesurée à l'aide de ce capteur de force de la marque *Nordic Transducer*, d'une capacité de charge maximale de 30 T, et dont la fiche caractéristique est

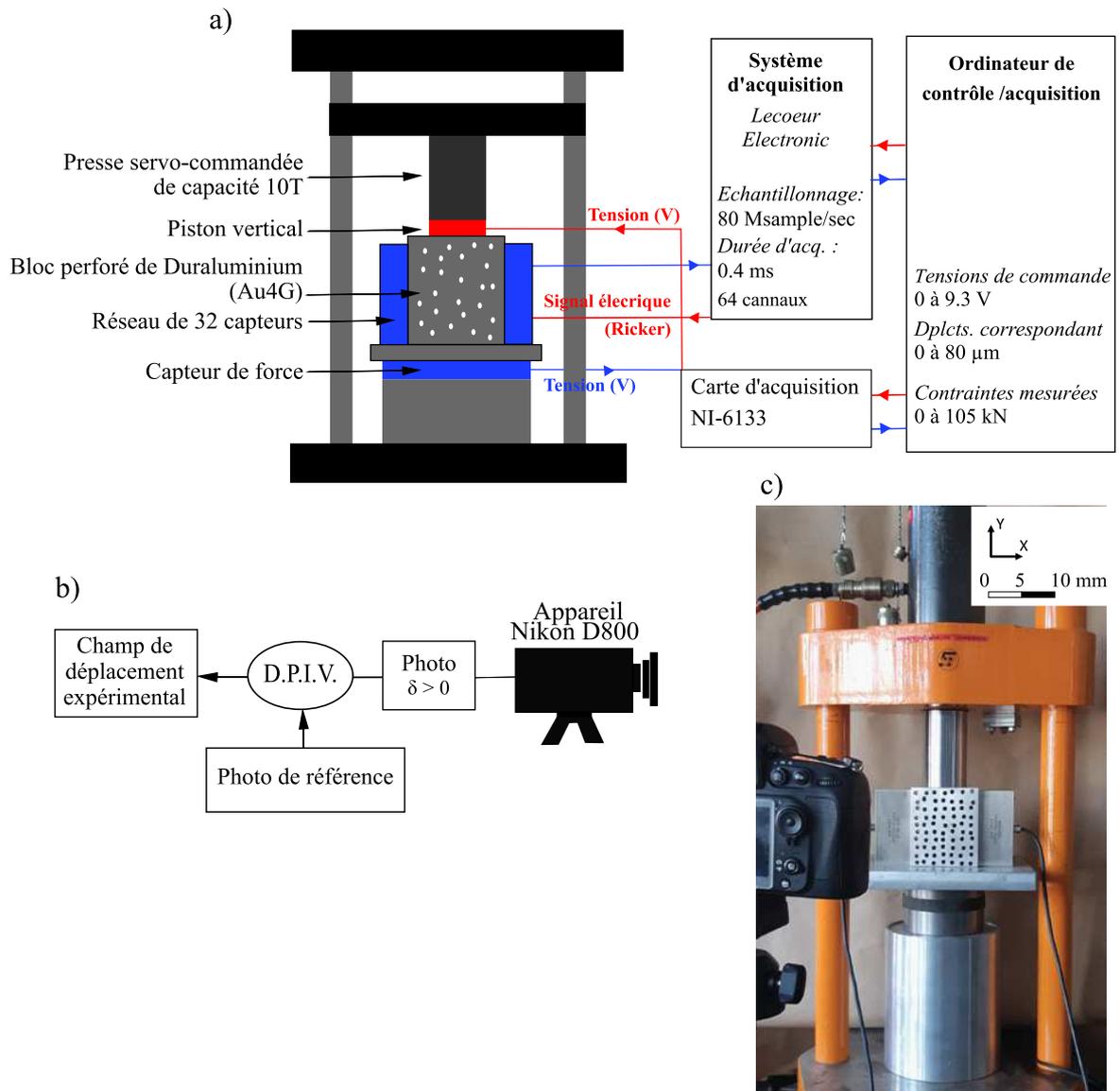


FIGURE 3.2 – (a) Représentation schématique du dispositif expérimental où les liaisons conduisant à l'exécution d'une commande sont représentées en rouge et où les liaisons conduisant à un enregistrement de données sont identifiées en bleu. Le piston d'une presse servo-commandée de capacité 10 T charge un bloc percé d'Au4G (comportant 70 inclusions cylindriques de rayon 3 mm). Deux réseaux acoustiques linéaires de 32 capteurs sont maintenus en contact direct avec les limites de l'échantillon. À chaque étape de la charge multiétagée appliquée au système, le déplacement imposé par le piston est augmenté, et le capteur situé au centre du réseau de gauche envoie une onde impulsive dans le milieu. Cette onde est enregistrée par chacun des 32 transducteurs situés sur la face opposée de l'échantillon. (b) Représentation schématique du dispositif expérimental utilisé pour estimer le champ de déplacement au sein du pan (X, Y) de l'échantillon de Duraluminium : une technique de corrélation d'images est utilisée pour comparer des photographies de l'échantillon, chacune d'elles étant acquise à des étapes distinctes de la procédure de chargement. (c) Photo du dispositif expérimental.

présentée en Annexe A.1. Les enregistrements sont réalisés au moyen d'une carte d'acquisition de la marque *National Instruments* (NI-6133). La contrainte maximale imposée dans les expériences est de 95 MPa.

Trois expériences distinctes sont appliquées au même échantillon, si bien qu'il est soumis à trois boucles de chargement successives et identiques. Les expériences répétitives visent à tester la réversibilité de la déformation de l'échantillon et la répétabilité des mesures.

**Source et récepteurs** Deux réseaux de capteurs acoustiques linéaires de la marque *Imasonic* sont placés de part et d'autre de l'échantillon. Ils sont composés de 32 transducteurs piézoélectriques chacun. Nous avons fait le choix d'utiliser un réseau de 32 récepteurs dans le modèle numérique présenté dans le chapitre 2 : ceci s'explique donc par le fait que nous avons à disposition un tel réseau de transducteurs au laboratoire. Tous les capteurs piézoélectriques ont une fréquence de résonance de 500 kHz (voir fiche caractéristique des capteurs en Annexe A.2). Pour assurer un couplage acoustique efficace, et réduire le contraste d'impédance acoustique entre les capteurs et l'échantillon, un gel à haute viscosité SWC de la marque *Sofranel* a été utilisé. Les deux transducteurs sont maintenus en contact direct avec les bords de l'échantillon si bien qu'en raison des propriétés du couplant, l'échantillon se déforme indépendamment des capteurs.

Après chaque incrément de contrainte, une impulsion électrique est générée au centre de l'un des transducteurs. Nous y imposons une ondelette de Ricker standard, c'est-à-dire la deuxième dérivée d'une gaussienne, dont la définition standard est donnée dans l'équation 2.11. Dans les expériences de laboratoire, l'émission déclenche simultanément l'acquisition des formes d'ondes aux 32 récepteurs piézoélectriques du réseau linéaire qui fait face à la source. Les émissions et acquisitions sont répétées 100 fois à chaque augmentation du déplacement  $\delta$ , et après que la force mesurée par le capteur de force soit stabilisée. Nous moyennons les réponses afin d'augmenter le rapport signal sur bruit. Pour l'acquisition des formes d'ondes, nous utilisons un système d'acquisition à 64 canaux de *Lecoeur Electronique*. La fréquence d'échantillonnage est de 20 Msamples/sec. Compte tenu de cette valeur et des capacités de mémoire du système d'acquisition, il nous est permis d'enregistrer sur une durée de 0.4 ms.

### Propriétés physiques de l'échantillon

Le Duraluminium est un matériau homogène et isotrope. Les propriétés mécaniques du matériau sont connues du fournisseur. Le module d'Young, le rapport de Poisson et la densité fournis par le fabricant sont respectivement  $E = 74$  GPa,  $\nu = 0.33$ ,  $\rho = 2790$  kg.m<sup>-3</sup>. La limite d'élasticité élastique en compression, notée  $R_e$ , est de 250 MPa. Nous avons conduit un ensemble de tests sur des échantillons constitués du même matériau, mais ne comportant aucune inclusion cylindrique, afin de vérifier la valeur de ces paramètres.

Un essai de compression uni-axiale standard est appliqué à un échantillon cylindrique afin de vérifier la valeur du module d'Young fourni par le fabricant (Fig. 3.3). Le rayon de l'échantillon cylindrique est identique à celui du piston de la presse servo-commandée (31 mm). La déformation verticale macroscopique  $e_{YY}$  - calculée à partir de la variation relative de la hauteur de l'échantillon - varie linéairement avec la contrainte verticale  $\sigma_Y$  - calculée en divisant la force indiquée par le capteur par la surface d'appui du piston. La pente de la régression linéaire ajustée aux points de mesure vaut 74 GPa. Cette valeur est donc conforme au module d'Young délivré par le fabricant.

Nous avons également évalué la vitesse de l'onde P en mesurant les temps de propagation dans un échantillon non chargé et sans diffuseurs. Pour effectuer la mesure, nous utilisons un dispositif identique à celui décrit précédemment, avec un échantillon de même géométrie mais non-percé. Les arrivées des ondes P sont mesurées à un temps  $t = 1.53$  s  $\pm$  0.01  $\cdot$  10<sup>-5</sup> s. Le récepteur est situé à une distance  $D$  de la source valant 95.0 mm  $\pm$  0.1 mm. Ces mesures permettent de calculer une vitesse  $V_P$  de 6209 m.s<sup>-1</sup>  $\pm$  47 m.s<sup>-1</sup>. Calculons à titre de comparaison les vitesses isotropes des ondes P et S en employant les équations 2.20 et 2.21, le module d'Young mesuré précédemment (soit  $E = 74$  GPa) le rapport de Poisson ( $\nu = 0.33$ ) et la densité du matériau ( $\rho = 2790$  kg.m<sup>-3</sup>). Nous obtenons des valeurs de 6269 m.s<sup>-1</sup> et de 3160 m.s<sup>-1</sup>, respectivement pour la

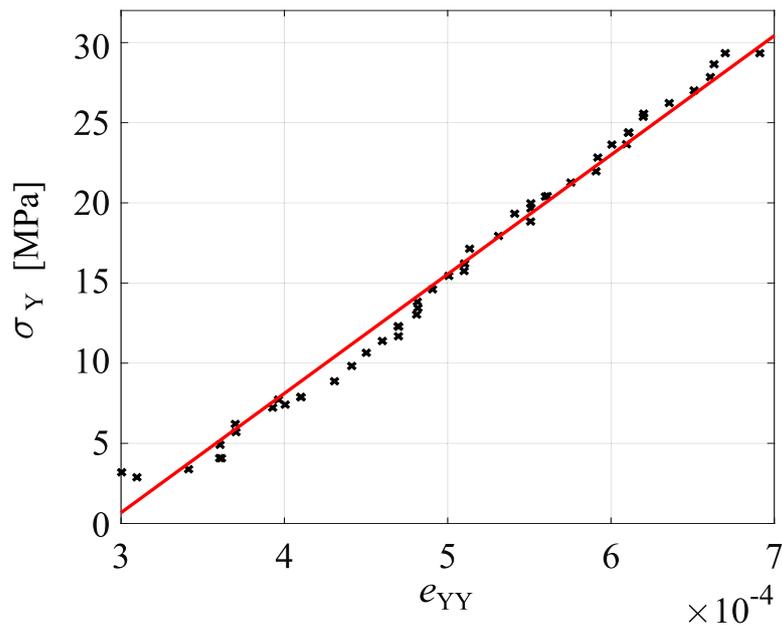


FIGURE 3.3 – Un essai de compression uni-axiale standard est appliqué à un échantillon cylindrique d’Au4G de rayon 31 mm pour vérifier le module d’Young du matériau (74 GPa). La déformation verticale macroscopique  $e_{YY}$  - calculée à partir de la variation relative de la hauteur de l’échantillon - varie linéairement avec la contrainte verticale  $\sigma_Y$  - calculée en divisant la force appliquée à l’échantillon par la surface d’appui du piston (c.-à-d. un cercle de rayon de 31 mm). Nous adaptons les mesures en utilisant un modèle linéaire et calculons une pente de 74 GPa.

vitesse isotrope des ondes P et des ondes S. La vitesse de l’onde P, mesurée expérimentalement dans un échantillon de Duraluminium libre de contrainte, est donc conforme à celle calculée à l’aide des paramètres élastiques employés dans le modèle numérique.

### Mesure expérimentale du champ de déplacement

Afin de mesurer le champ de déplacement dans le plan  $(X, Y)$  de l’échantillon, nous utilisons une technique de corrélation d’images (voir Fig. 3.2). Des photographies de l’échantillon sont prises à chaque étape du processus de chargement avec un appareil Nikon D800. Elles sont ensuite comparées séquentiellement à une image de référence, acquise lorsque l’échantillon était libre de contraintes.

Afin d’estimer le champ de déplacement, nous utilisons un outil de vélocimétrie numérique à résolution temporelle DPIV nommé PIV-lab (Thielicke, 2014; Thielicke and Stamhuis, 2014). Le principe de la DPIV est de découper une paire d’images en multiples zones d’intérêt, et de chercher pour chaque paire de tuiles d’images comparées, le vecteur de translation permettant d’optimiser le recouvrement d’une zone sur l’autre.

Considérons à titre d’exemple une zone d’interrogation dans une des deux images à comparer, celle-ci étant translatée librement dans la seconde photographie. Pour chaque vecteur de translation, l’outil de DPIV calcule le coefficient de corrélation entre les niveaux de couleurs des deux tuiles d’image correspondantes. Le vecteur conduisant à maximiser le coefficient de corrélation permet d’estimer le déplacement à l’échelle de ces portions d’images. En calculant un vecteur de translation pour chacune des paires comparées, nous déduisons le champ de déplacement entre deux photographies de l’échantillon de Duraluminium.

Nous utilisons des zones d’interrogation carrées d’une longueur de 64 pixels, dont les centres sont espacés de 10 pixels. La matrice de corrélation est calculée dans le domaine fréquentiel (à par-

tir d'une transformée de Fourier discrète, DFT, basée sur un algorithme de transformée de Fourier rapide). Cette approche permet d'obtenir de meilleurs coûts de calcul que les approches directes, basées sur le calcul de matrices de corrélation dans le domaine spatial. En utilisant un algorithme de Gauss afin d'interpoler les mesures, nous obtenons des déplacements dont la précision est inférieure au pixel.

Pour un matériau homogène comme le Duraluminium, la recherche du vecteur de translation peut être perturbée par la faible texture des zones d'intérêt, si bien que le maximum de corrélation est potentiellement mal résolu. Les images sont pré-traitées afin d'améliorer la précision de la détection vectorielle.

Nous appliquons d'abord une égalisation adaptative d'histogramme à contraste limité CLAHE. L'égalisation adaptative des histogrammes (ou AHE) est une méthode de traitement d'image permettant d'améliorer localement le contraste des images. L'approche utilisée, à « Contraste Limité » (ou CLAHE), est une variante permettant de réduire le risque de sur-amplification du bruit, ce qui constitue un effet indésirable de techniques d'égalisation ordinaires. Dans des régions quasi-constantes de l'image, où l'histogramme de l'intensité des pixels est très focalisé, ces méthodes classiques peuvent en effet conduire à accentuer le contraste de manière exagérée. La méthode à contraste limité permet de limiter cette amplification. La méthode a été introduite en imagerie médicale par Pizer et al. (1987) afin d'améliorer la lisibilité des données d'imagerie médicale. La méthode CLAHE opère sur de petites régions de l'image. Elle permet d'optimiser le contraste de chacune de ces tuiles d'image en égalisant l'histogramme des intensités, de sorte à ce que la distribution d'intensités résultante décrive un histogramme de forme plate, recouvrant toute la plage de données.

Rappelons à ce sujet le principe du codage d'une image en couleurs sur 8 bits : chaque pixel est codé sur 1 octet (soit 8 bits). Chaque pixel dispose donc d'une palette de  $2^8$  nuances, s'échelonnant de 0 à 255. La méthode CLAHE permet d'égaliser l'histogramme des intensités de façon à ce que ces nuances recouvrent l'ensemble de la palette, de 0 à 255. La méthode CLAHE améliore la qualité de la détection vectorielle en agrémentant artificiellement la texture de l'image (Thielicke, 2014).

Un éclairage non-homogène de l'image peut également affecter l'évaluation du maximum de corrélation (Raffel et al., 2018). Nous avons réduit l'influence des zones sursaturées en plafonnant l'intensité des images et en appliquant un filtre adaptatif de Wiener à des tuiles carrées d'une longueur de 3 pixels. La précision de l'outil de DPIV est augmentée en combinant ces deux approches de traitement d'images (Thielicke, 2014). Bien que la texture introduite dans l'image soit artificielle, il est essentiel qu'elle soit associée au matériau et non pas à l'éclairage, ou à d'autres éléments qui ne sont pas liés à la déformation de l'échantillon.

La résolution du champ de déplacement est déterminée par la résolution des images et par les paramètres de la routine de DPIV appliquée. La résolution des images est d'environ 50 pixels par millimètre. L'interpolation des mesures permet d'évaluer des déplacements dont la taille est inférieure à celle d'un pixel. La densité du champ de déplacement dépend de l'espacement entre chaque zone d'interrogation. Il est ici de 10 pixels, soit environ 0.2 mm.

Enfin, les variations de hauteur de l'échantillon de laboratoire sont estimées au moyen du champ de déplacement produit à l'aide de l'outil de DPIV. Nous moyennons les déplacements mesurés le long du bord inférieur et le long du bord supérieur de l'échantillon. Cette opération a pour but d'atténuer l'influence de fluctuations locales inhérentes à la méthode utilisée pour évaluer le champ de déplacement expérimental. La variation de la hauteur de l'échantillon est estimée en calculant la différence entre ces déplacements moyens.

### Présentation du modèle numérique répliquant les expériences de laboratoire

L'approche prospective vise à construire un système physique qui soit en capacité de décrire les expériences de laboratoire présentées dans les paragraphes précédents de manière simplifiée, tout en reproduisant les observations expérimentales. Son développement s'appuie sur le schéma numérique décrit dans le chapitre 2 et repose sur la combinaison du code de déformation Code Aster et du code de propagation d'onde Specfem2D.

Les simulations numériques sont réalisées en deux dimensions, en utilisant un milieu fictif dont la hauteur et la largeur est identique à celle de l'échantillon de laboratoire. Nous reproduisons également la disposition des trous qui ont été percés dans l'échantillon de Duraluminium : ces inclusions circulaires ont la même dimension et les mêmes emplacements que les inclusions cylindriques de l'échantillon réel. Les paramètres physiques de l'échantillon numérique (module d'Young, densité et rapport de Poisson), défini à partir des fichiers de commande de Code Aster et de Specfem2D, sont isotropes. Nous utilisons les paramètres physiques du Duraluminium décrits précédemment, et dont la valeur a été confirmée à partir de tests en laboratoire.

L'échantillon fictif du modèle numérique est discrétisé au moyen d'une grille de maillage bidimensionnelle composée de 235 611 quadrilatères à quatre nœuds. La longueur caractéristique des éléments,  $l_c$ , est de 0.5 mm. La qualité du maillage est évaluée au regard des méthodes proposées dans la section 2.2.4. Puisque la géométrie du maillage est identique à celle du milieu employé dans le chapitre précédent, et que la longueur caractéristique des éléments reste inchangée, les résultats des tests portant sur le raffinement du maillage sont les mêmes que ceux décrits dans la section 2.3.1 (voir Fig. 2.12). Nous considérons toujours un échantillonnage  $T_s$  de  $10^{-10}$  s, et la fréquence centrale de la source  $f_0$  demeure d'une valeur de 400 kHz. Le coefficient  $\nu_{CFL}$  de 0.06 satisfait donc au critère mentionné dans la section 2.2.4, puisque  $\nu_{CFL} < \nu_{CFL,max} = 0.5$ . De la même manière que dans la section 2.3.1, nous choisissons un ensemble de paramètres conservateurs. Ils ne permettent pas d'optimiser les temps de simulation, compte tenu du critère mentionné, mais assurent une discrétisation suffisante de l'interface entre les hétérogénéités et le milieu environnant (choix de  $l_c$ ) et un échantillonnage suffisant des formes d'ondes.

Dans Code Aster, chaque étape de chargement consiste en la résolution d'un problème de mécanique, en régime statique. Nous détaillons à nouveau les conditions aux limites propres à l'approche proposée dans cette section du manuscrit. Dans le code de déformation, nous appliquons ainsi un déplacement vertical et horizontal nul à la face du dessous. Les limites de droite et de gauche sont libres : nous n'imposons pas de contraintes. Nous imposons un déplacement  $\delta$  le long de la ligne de chargement. Longue de 62 mm et centrée en haut de l'échantillon, celle-ci retranscrit en 2D la zone de contact entre le piston de la presse et l'échantillon de laboratoire. Code Aster modélise la déformation du système en déformation plane : l'utilisation de cette convention sera discutée dans la section 3.2.4. Le champ de déplacement calculé par le code de déformation à chaque étape du processus de déformation, est utilisé pour déformer la grille de maillage. La grille actualisée et déformée est ensuite utilisée pour simuler la propagation des ondes.

Dans Specfem2D, une ondelette de Ricker de fréquence centrale  $f_0 = 400$  kHz est émise par la source ponctuelle localisée sur le bord de l'échantillon. Les formes d'ondes sont enregistrées sur le côté opposé par un réseau linéaire de 32 capteurs. Cet ensemble de récepteurs imite la disposition du réseau utilisé dans les expériences de laboratoire. Nous utilisons un taux d'échantillonnage de 10 Gsamples/sec. Afin que les simulations soient représentatives des expériences de laboratoire, nous re-échantillons les signaux avant de les analyser.

Dans la même optique, nous souhaitons comparer le contenu fréquentiel du signal émis dans le milieu fictif à celui envoyé dans l'échantillon de laboratoire. Dans Specfem2D tout comme dans les expériences de laboratoire, le signal appliqué à la source est décrit par une ondelette de Ricker dont la fréquence centrale est de 400 kHz. Cependant, cette fonction source correspond, dans les expériences, au *signal électrique* envoyé au capteur. Cette impulsion électrique se distingue du

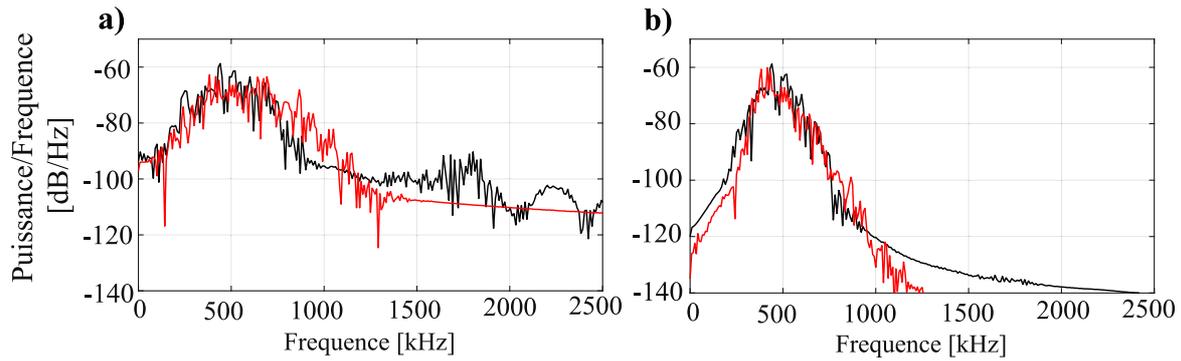


FIGURE 3.4 – (a) Densité spectrale de puissance (ou PSD) de la forme d’onde de référence non filtrée, calculée à partir des enregistrements numériques (courbe rouge) ou bien à partir des mesures de laboratoire (courbe noire) pour un échantillon non sollicité. (b) Idem, lorsqu’un filtre passe bande a été appliqué aux signaux dans la bande de fréquences [300-600] kHz.

*signal mécanique* émis dans l’échantillon : le signal émis dans le milieu résulte de la convolution de la fonction source (c.-à-d. le Ricker) avec la fonction de transfert du capteur, qui atteint son maximum à 500 kHz (voir fiche caractéristique des capteurs en Annexe A.2). En revanche, dans le modèle numérique, la fonction de transfert de la source émettrice est une fonction échelon de type Heaviside.

Afin de vérifier la consistance de ces deux sources et pour évaluer la gamme de fréquences des signaux propagés dans le milieu, nous comparons les densités spectrales de puissance PSD respectives. La figure 3.4 (a) montre la fonction calculée au moyen de la forme d’onde de « référence » enregistrée expérimentalement (courbe noire). Elle est comparée à celle calculée au moyen d’enregistrements synthétiques (courbe rouge), sans qu’aucun filtre n’ait été appliqué au préalable aux signaux. Les deux spectres sont très similaires après filtrage dans la gamme de fréquences [300 - 600] kHz. La figure suggère que la fréquence centrale des deux signaux est d’environ 400 kHz (voir Fig. 3.4 (b)). Afin de caractériser la similitude entre les deux spectres représentés dans la figure 3.4 (b), nous avons calculé le coefficient de corrélation normalisé entre les deux fonctions, qui est d’une valeur de 0.96.

### 3.2.2 Vérification des hypothèses relatives au cadre de l’étude

#### Caractérisation des propriétés acoustiques des milieux

L’étude proposée ici, de la même manière que celle décrite au chapitre 2, concerne le domaine de l’acoustique de laboratoire : nous analysons un champ d’onde diffracté par un ensemble d’hétérogénéités réparties dans un échantillon décimétrique, et la fréquence centrale de la source est de l’ordre de la centaine de kilohertz (voir Tab. 1.1).

En poursuivant une procédure identique à celle appliquée dans le chapitre précédent, nous caractérisons les propriétés de diffusion des deux échantillons. Pour une description détaillée des méthodes utilisées, nous renvoyons à la section 2.2.2 du chapitre 2. La comparaison des caractéristiques acoustiques vise à vérifier que le milieu fictif bidimensionnel reproduit le comportement de l’échantillon de Duraluminium des expériences. L’étude cherche aussi à vérifier que les deux échantillons sont propices à l’établissement d’un régime de forte diffusion, ce qui constitue une condition nécessaire à l’application des méthodes de CWI.

La caractérisation se base sur l’évaluation de deux grandeurs physiques : à partir de la forme d’onde enregistrée au moyen d’un milieu non sollicité, nous mesurons la variation temporelle de l’énergie sismique  $W(t)$  et nous estimons ensuite le libre parcours moyen  $\ell$  en appliquant une procédure d’inversion (Dainty and Toksöz, 1981; Olivier et al., 2015). L’analyse de chacune de ces mesures apporte des arguments pour valider les hypothèses relatives au cadre de l’étude.

Dans la figure 3.5, nous représentons la variation temporelle moyenne, notée  $\langle \ln U(t) \rangle$ , de

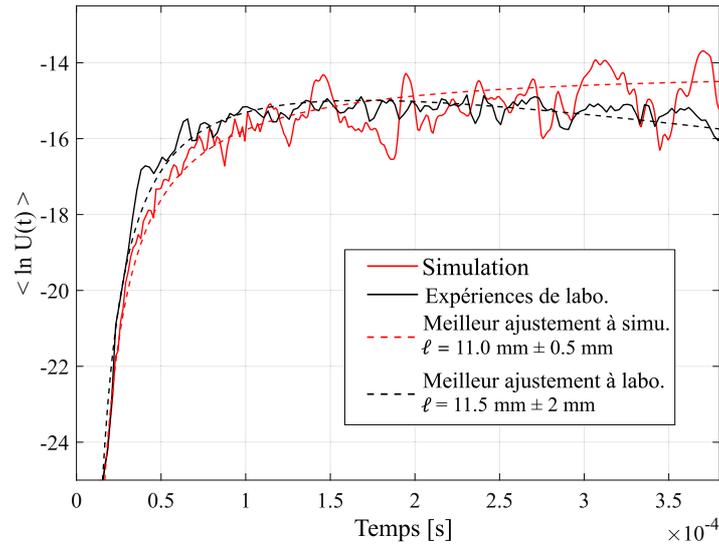


FIGURE 3.5 – Moyennes des fonctions  $\ln U(t)$  calculées à partir de la réponse enregistrée aux 32 capteurs. La moyenne est calculée à partir des enregistrements des expériences de laboratoire (courbe noire continue) ou bien à partir des formes d'ondes synthétiques (courbe rouge continue), lorsque le milieu de propagation n'est pas sollicité. La fonction  $\ln U(t)$  est la variation temporelle de l'expression logarithmique de la densité énergétique normalisée  $U(t)$ . Les meilleurs ajustements du modèle de diffusion proposé, aux mesures en laboratoire (en noir) et aux mesures numériques (en rouge), déterminés par la méthode des moindres carrés (voir le texte pour plus de détails), sont tracés sous forme de courbes en pointillé.

l'expression logarithmique et normalisée de la densité d'énergie  $W(t)$ . Il s'agit donc de la moyenne spatiale des fonctions  $\ln U(t)$  calculées à partir de la réponse enregistrée en chacun des 32 récepteurs du réseau. Les fonctions moyennes, calculées à partir des enregistrements synthétiques ou bien à partir des mesures des expériences, sont représentées sous forme de courbes continues, respectivement de couleur rouge et de couleur noire. Sur la période de 0 à 0.4 ms, nous calculons un coefficient de corrélation croisé de 0.94 entre les deux fonctions temporelles. La valeur du coefficient prouve que les mesures numériques sont consistantes avec celles issues des expériences de laboratoire.

Nous apercevons dans les deux courbes une première phase de fortes augmentations de l'énergie sismique. Le niveau d'énergie atteint un maximum à environ 0.2 ms. Ce maximum est suivi par une stabilisation progressive du niveau d'énergie (pour le modèle numérique) ou bien par une lente diminution du niveau d'énergie (pour les expériences en laboratoire). Nous proposons d'expliquer la différence de comportement observée au-delà de 0.2 ms, par le fait que l'atténuation intrinsèque du matériau, qui existe dans l'échantillon expérimental, n'est pas prise en compte lorsque nous modélisons la propagation du champ d'ondes. Au moment d'analyser les enregistrements par CWI, nous limitons donc notre fenêtre de signal aux 0.1 ms définis après les premières arrivées. En limitant ainsi la fenêtre d'analyse, nous nous focalisons sur l'étude d'un régime où l'atténuation intrinsèque est négligeable. La stabilisation progressive de l'énergie sismique observée dans la figure 3.5 constitue néanmoins une preuve de l'établissement d'un régime de forte diffusion.

La figure 3.5 présente également le meilleur ajustement, déterminé par la méthode des moindres carrés, entre le modèle de diffusion décrit par les équations 2.13 et les observations. Cet ajustement est obtenu à partir des enregistrements des expériences de laboratoire (courbe en pointillés noirs) ou bien à l'aide des mesures du modèle numérique (courbe en pointillés rouges). En appliquant la méthode d'inversion décrite dans la section 2.2.2 aux enregistrements des 32 récepteurs du réseau, nous obtenons un ensemble de 32 estimations distinctes du libre parcours moyen  $\ell$ . La variabilité au sein de cet ensemble d'estimations caractérise la sensibilité de la mesure vis-à-vis

de la position du récepteur. Ainsi, en analysant les enregistrements de laboratoire, la moyenne et l'écart-type sont  $\langle \ell \rangle = 11.5 \text{ mm} \pm 2 \text{ mm}$ . Lorsque nous utilisons les enregistrements du modèle numérique, nous calculons  $\langle \ell \rangle = 11.0 \text{ mm} \pm 0.5 \text{ mm}$ . Les libres parcours moyens inversés à partir des enregistrements de laboratoire et des mesures synthétiques sont similaires, compte tenu de la variabilité spatiale observée. Les propriétés de diffusion de l'échantillon numérique reproduisent bien celles de l'échantillon de laboratoire.

De plus, l'inégalité nécessaire à l'évaluation d'un régime de multi-diffusion est satisfaite à la fois dans le cas numérique et dans le cas des expériences de laboratoire. Cette condition, qui est nécessaire à l'application des méthodes de CWI, porte sur le diamètre des trous  $d$  (ici de 6 mm), sur le libre parcours moyen  $\ell$ , sur la distance entre la source et le récepteur  $D$  (au minimum de 95 mm) et sur la longueur d'onde  $\lambda$  des signaux. La longueur d'onde est calculée à partir des vitesses des ondes et de la fréquence des signaux de Specfem2D. La longueur d'onde  $\lambda$  est ici de 5.8 mm. Les libres parcours moyens inversés satisfont à la condition nécessaire à l'évaluation d'un régime de forte diffusion :  $\lambda < d \leq \ell < D$  (Planes and Larose, 2013). Ce résultat contribue à vérifier que nous étudions ici un champ d'onde multi-diffusé. Il étaye les conclusions tirées de l'analyse de la figure 3.5, où nous observons la stabilisation progressive du niveau d'énergie.

### Caractérisation des propriétés mécaniques des milieux

**Comportement mécanique à l'échelle de la longueur caractéristique des éléments** Afin de caractériser le comportement mécanique de l'échantillon numérique, nous utilisons le déplacement calculé par Code Aster en chaque nœud de la grille de maillage. Le champ de déplacement a donc une résolution spatiale fine, dont l'ordre de grandeur est déterminé par la longueur caractéristique  $l_c$ , d'une valeur de 0.5 mm. Le code de déformation permet également de calculer le tenseur de déformation en chaque nœud du maillage, par dérivation du champ de déplacement. Il est alors possible d'en calculer la trace avec le même échantillonnage.

La figure 3.1 représente cette grandeur physique sous forme de carte, lorsqu'un déplacement  $\delta$  de 60  $\mu\text{m}$  est appliqué au milieu de propagation. Considérant un chargement identique, la figure 3.6 représente la variabilité spatiale de la composante verticale du déplacement, notée  $U_Y(X, Y)$ . Dans la sous-figure de droite, cette grandeur est évaluée au moyen de Code Aster. La figure montre une faible influence des trous et un effet limité des conditions aux limites. Nous comparons le champ de déplacement à celui mesuré au cours des expériences de laboratoire (calculé en appliquant la méthode de DPIV aux photographies de l'échantillon de Duraluminium). Pour confronter (a) et (b), nous produisons les deux cartes en imposant un déplacement  $\delta$  de 60  $\mu\text{m}$ , et nous utilisons la même palette de couleurs dans les deux sous-figures.

Malgré les fluctuations locales du champ de déplacement expérimental, la figure 3.6 montre une certaine similarité entre le champ de déplacement simulé et celui calculé au moyen des enregistrements des expériences : ils partagent des amplitudes identiques et une distribution spatiale comparable. Le champ de déplacement expérimental montre néanmoins des fluctuations locales significatives. Ces variations sont dues à la méthode utilisée pour son évaluation et toute dérivée spatiale de celui-ci amplifiera ce bruit de mesure. Par conséquent, le champ de déformation calculé à partir d'images expérimentales est trop bruité pour qu'il soit comparé à celui estimé au moyen du code de déformation. La comparaison des comportements mécaniques des deux échantillons se limite donc à l'analyse du champ de déplacement.

Afin d'analyser ces mesures de manière plus quantitative, nous comparons l'amplitude du déplacement vertical  $U_Y(X=0, Y)$  extrait le long de la ligne verticale traversant les échantillons de bas en haut, et passant par le point de coordonnées  $(X=0, Y=0)$  (Fig. 3.7). Les déplacements verticaux sont donc extraits dans une bande verticale dont la largeur est égale à la longueur caractéristique des éléments, soit  $l_c = 0.5 \text{ mm}$ . La comparaison montre que l'amplitude des déplacements calculés par Code Aster (points rouges) et ceux issus de l'approche expérimentale (points noirs) sont consistants. À cette échelle, la variation spatiale des déplacements expérimentaux et simulés s'accordent en moyenne, ce qui permet de vérifier la concordance entre les deux approches.

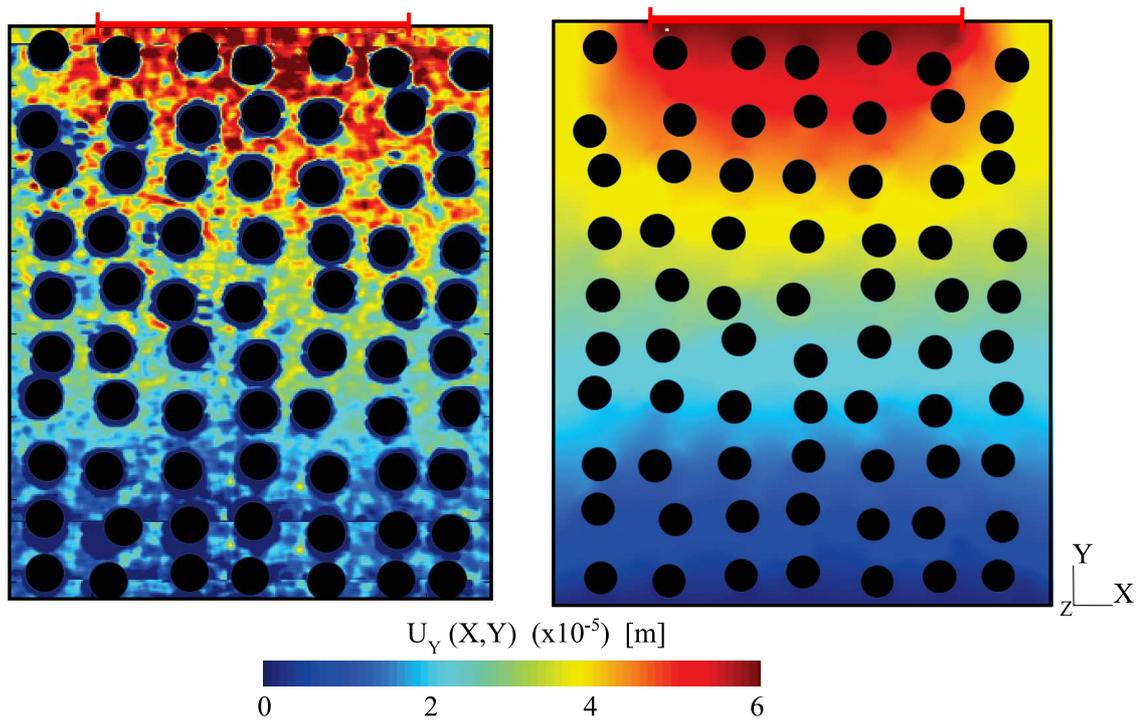


FIGURE 3.6 – À gauche : champ de déplacement expérimental  $U_Y(X, Y)$  calculé en comparant l'image de l'échantillon non sollicité à celle capturée après avoir imposé un déplacement de  $\delta = 60 \mu\text{m}$  en haut de l'échantillon, par corrélation croisée (correspondant à une force appliquée de  $F = 75 \text{ kN}$ ). À droite : champ de déplacement  $U_Y(X, Y)$  calculé numériquement par Code Aster en appliquant la même charge et en utilisant la même échelle de couleurs. Les trous introduits dans l'échantillon sont représentés par des cercles noirs de la taille des inclusions et dont l'emplacement spatial est identique. La barre rouge indique l'étendue de la zone de contact entre l'échantillon et le piston.

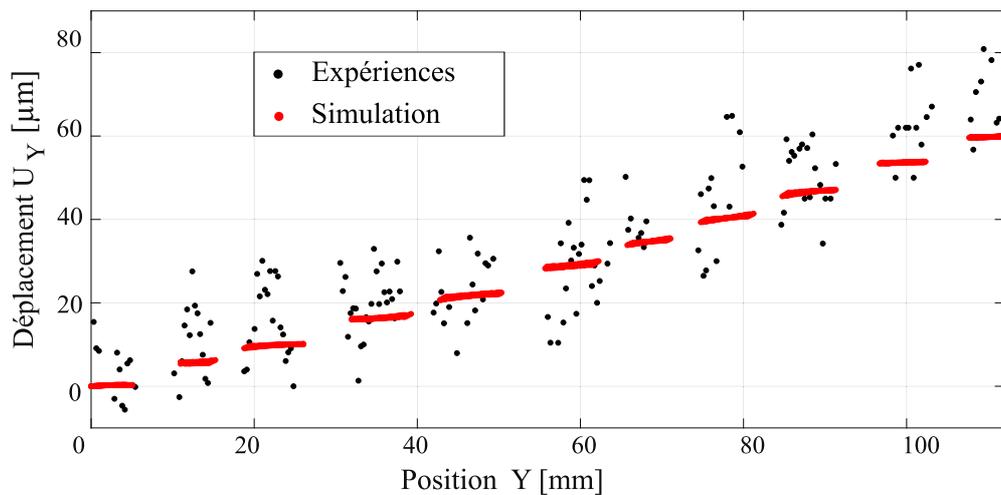


FIGURE 3.7 – Les déplacements verticaux  $U_Y(X=0, Y)$  mesurés par Code Aster (points rouges) le long d'une ligne verticale passant par le point de coordonnée  $(X=0, Y=0)$  sont comparés aux mesures de laboratoire. La perturbation appliquée au système consiste en un déplacement  $\delta$  de  $60 \mu\text{m}$ , ce qui correspond à une force de  $F = 75 \text{ kN}$ .

**Comportements mécaniques à l'échelle des dimensions de l'échantillon** Nous comparons ensuite les comportements à l'échelle décimétrique. Les croix colorées de la figure 3.8 représentent la force  $F$  (kN) mesurée par le capteur de force, en fonction de la variation de hauteur de l'échantillon ( $\mu\text{m}$ ). Notons d'ailleurs que ce sont les deux grandeurs physiques directement évaluées aux moyen du dispositif expérimental. Ces mesures sont représentées pour les trois expériences distinctes appliquées à l'échantillon de Duraluminium. Les mesures expérimentales sont adaptées par une régression linéaire dont la pente est de  $1.31 \cdot 10^9 \text{ N.m}^{-1}$  et pour laquelle le coefficient de détermination  $r^2$  est de 0.96. Cette statistique prouve que les mesures observées sont bien reproduites par une relation linéaire entre la force appliquée et le raccourcissement mesuré.

La relation force - déplacement obtenue avec le modèle numérique est représentée par une ligne noire (Fig. 3.8). La force appliquée à l'échantillon est calculée à chaque incrément de  $10 \mu\text{m}$  du déplacement  $\delta$ . Compte tenu de la loi élastique utilisée pour simuler la déformation de l'échantillon, la force varie linéairement avec le déplacement appliqué. La pente mesurée en adaptant les résultats numériques par une régression linéaire est de  $1.29 \cdot 10^9 \text{ N.m}^{-1}$ . Celle-ci est très proche de la pente calculée au moyen des mesures expérimentales : nous mesurons une différence de 1.3 % entre les deux pentes. Les comportements très similaires observés dans les deux approches montrent que le milieu numérique reproduit le comportement élastique et linéaire de l'échantillon de laboratoire.

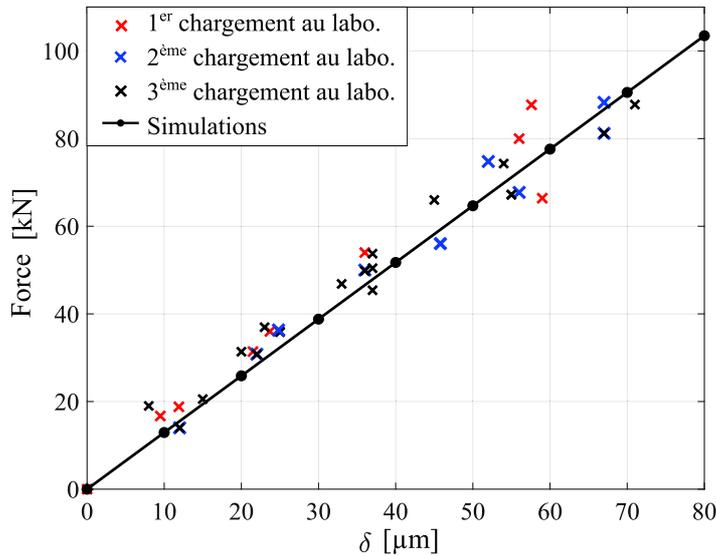


FIGURE 3.8 – Force (kN) appliquée par le piston sur l'échantillon, en fonction de la variation de hauteur ( $\mu\text{m}$ ) mesurée par corrélation d'images (croix colorées) pendant trois essais de chargements distincts et successifs. Les mesures de laboratoire sont comparées aux mesures simulées par Code Aster (points noirs) qui sont ajustées par une régression linéaire (ligne noire continue).

Nous rappelons que le même échantillon de Duraluminium est soumis à trois chargements successifs et identiques. Les expériences répétitives visent à tester la réversibilité de la déformation. La superposition des mesures des trois expériences montre qu'il n'y a pas de déformation résiduelle. Elle démontre la réversibilité de la déformation de l'échantillon de laboratoire et suggère l'absence d'endommagement irréversible.

Nous proposons donc ici une comparaison multi-échelle des comportements mécaniques. Celle-ci est basée sur l'analyse des champs de déplacement : nous analysons la distribution spatiale du champ de déplacement de manière locale, à l'échelle de la taille des éléments de la grille (Fig. 3.6 et Fig. 3.7), et nous évaluons ensuite le comportement macroscopique des échantillons (Fig. 3.8). Malgré la résolution limitée des mesures expérimentales, les similitudes constatées sont essentielles afin de vérifier que l'échantillon numérique reproduit le comportement mécanique de l'échantillon expérimental.

**Critère de plasticité de Von Mises** Enfin, nous appliquons un critère de Von Mises afin de vérifier numériquement que le milieu se déforme de manière élastique. Les contraintes équivalentes de Von Mises (voir Eq. 2.15) sont calculées en chaque nœud des éléments du maillage et permettent d'étudier le critère proposé dans la section 2.2.2. Ce critère s'avère bien adapté à l'étude de milieux métalliques comme le Duraluminium (Ford and Alexander, 1963). Dans la figure 3.9, nous représentons le rapport entre la contrainte équivalente de Von Mises et la limite d'élasticité  $R_e$  du matériau, pour un déplacement de  $\delta = 80 \mu\text{m}$ . Il s'agit d'une borne supérieure pour les déplacements appliqués au laboratoire. La figure montre que le critère est vérifié dans la majeure partie de l'échantillon. Globalement, le rapport entre les contraintes de Von Mises mesurées et la limite élastique  $R_e$  est inférieur à 0.75. Nous notons que le critère est dépassé très localement, au niveau de la zone de poinçonnement. En effet, le critère n'est pas respecté au niveau d'un ensemble de nœuds localisés sur les quatre éléments aux extrémités de la ligne de chargement (voir Fig. 3.9).

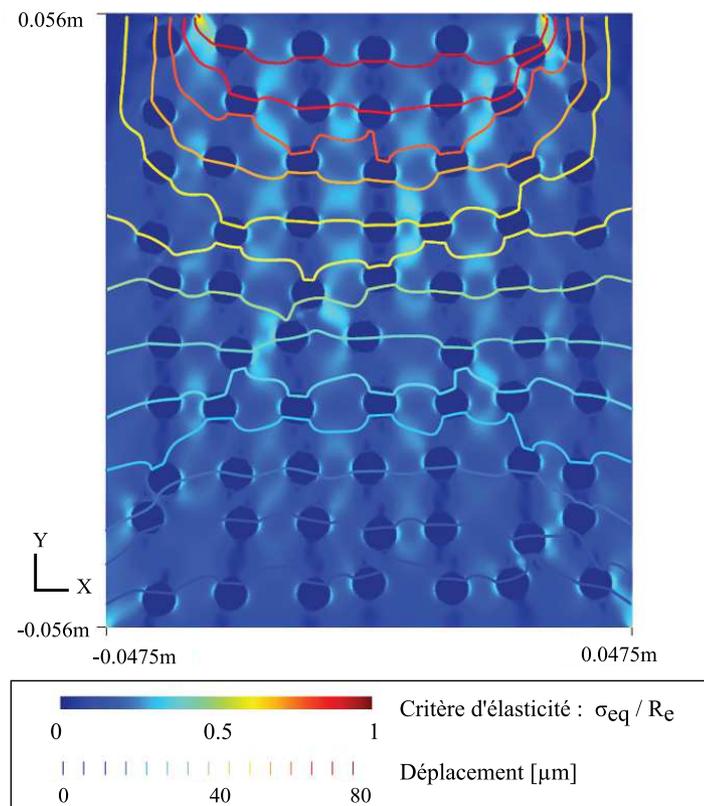


FIGURE 3.9 – L'arrière-plan représente le rapport entre les contraintes équivalentes de Von Mises, mesuré numériquement lorsqu'un déplacement de  $\delta = 80 \mu\text{m}$  est appliqué à l'échantillon, et la limite d'élasticité  $R_e$  du matériau. Les lignes colorées représentent les courbes de niveau du champ de déplacement vertical.

### 3.2.3 Surveillance de la déformation élastique de l'échantillon

Puisque le comportement à la fois mécanique et acoustique du milieu fictif de la simulation reproduit adéquatement ceux de l'échantillon de laboratoire, nous comparons maintenant les mesures de CWI délivrées par les deux approches. Les méthodes de CWI sont appliquées aux formes d'ondes numériques et à celles enregistrées dans les expériences, pour évaluer les délais apparaissant dans les 0.1 premières millisecondes du signal et afin de calculer leur variation relative avec le temps,  $dt/t$ . Nous rappelons que nous choisissons de restreindre l'analyse aux premiers 0.1 ms du signal, car l'atténuation intrinsèque du matériau affecte peu les enregistrements sur cette période-là (voir Fig. 3.5).

## Résultats des expériences de laboratoire

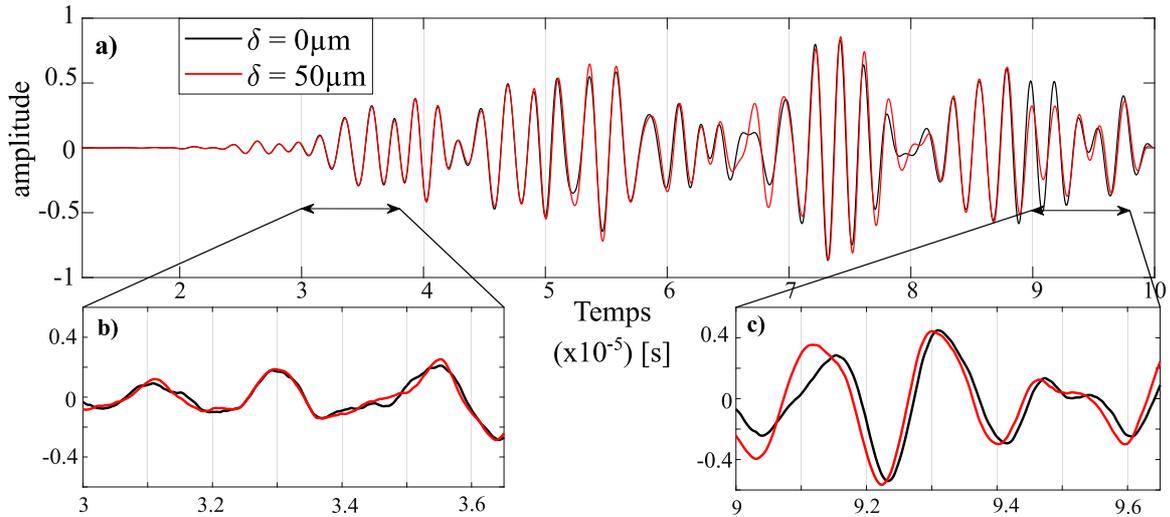


FIGURE 3.10 – Les formes d’ondes enregistrées pendant les expériences en laboratoire ont été filtrées dans la gamme de fréquences [300-600] kHz. (a) La forme d’onde de « référence » (courbe en noir) est superposée à la forme d’onde « perturbée » (courbe en rouge) enregistrée en appliquant un déplacement de  $50 \mu\text{m}$  à l’échantillon au laboratoire (qui correspond à une force appliquée  $F = 60 \text{ kN}$ ). Nous isolons deux fenêtres d’une durée de  $6.5 \mu\text{s}$  au début (b) et à la fin (c) du signal.

La figure 3.10 permet d’illustrer l’objectif des techniques de CWI de manière similaire à la figure 2.16. Nous nous focalisons ici sur les enregistrements des expériences de laboratoire. La forme d’onde « perturbée » est obtenue lorsqu’un déplacement de  $50 \mu\text{m}$  est appliqué à l’échantillon. Elle est comparée à la forme d’onde de « référence ». Un filtre passe bande est appliqué aux deux formes d’onde dans la gamme de fréquences [300-600] kHz.

La figure 3.10 montre en premier lieu qu’il n’est pas possible de distinguer, dans les signaux affichés, les arrivées balistiques d’ondes directes ou réfléchies. Dans les parties (b) et (c) de la figure, nous portons une attention particulière à deux fenêtres de signal distinctes, d’une durée de  $T_f = 6.5 \mu\text{s}$  chacune. Lorsque nous nous intéressons à une fenêtre proche des premières arrivées (Fig. 3.10 (b)), nous montrons que les formes d’ondes sont similaires et se superposent bien. Pour les phases correspondantes, on s’attend à ce que les ondes aient parcouru des trajets quasi directs et n’aient que faiblement accumulé un retard dans leur temps de parcours, conformément au formalisme défini par l’équation 2.2.

Ultérieurement (Fig. 3.10 (c)), des décalages temporels apparaissent clairement entre les deux signaux comparés. La différence entre les comportements observés dans la première partie de la forme d’onde et la partie de *coda*, est interprétée par une plus grande sensibilité du champ d’ondes diffus propagé vis-à-vis de légers changements dans le milieu de propagation (Snieder, 2006). Compte tenu du chargement uni-axial imposé à l’échantillon, la forme d’onde « perturbée » apparaît comprimée dans le temps. Cette compression physique des formes d’ondes peut être assimilée à une augmentation apparente de la vitesse des ondes propagées dans le milieu. L’application de la technique d’étirement, ou « stretching technique », vise donc à quantifier la compression temporelle subie par la forme d’onde, qui est empreinte de la perturbation appliquée au système.

Nous basons donc notre étude sur l’utilisation d’une méthode d’étirement. Cette technique de CWI est appliquée aux premières  $0.1 \text{ ms}$  des signaux enregistrés au laboratoire et dans la simulation. Pour une description complète de la méthode, nous référons à la section 2.3.3 du manuscrit. Avant d’appliquer la technique d’étirement, les signaux sont soumis à un filtre passe-bande dans la gamme de fréquences [300-600] kHz (voir Fig. 3.4).

Dans les expériences en laboratoire et dans la simulation, les formes d’ondes sont enregistrées

par un réseau de 32 récepteurs répartis de manière équidistante le long de la face opposée à la source. Pour un état de chargement donné du système, nous comparons les couples de signaux (« référence », « perturbé ») enregistrés par chaque capteur du réseau. Il est de ce fait possible d'analyser la variabilité spatiale des mesures. Dans la suite de cette étude, nous analysons la variation avec l'état de chargement d'une mesure spatialisée des délais relatifs,  $\langle dt/t \rangle$ . Il s'agit de la valeur moyenne des 32 estimations du décalage temporel relatif  $dt/t$  obtenues en analysant les enregistrements de chacun des récepteurs du réseau. Afin d'alléger les notations, nous noterons la moyenne spatiale  $dt/t$ , en gardant à l'esprit qu'il s'agit d'une mesure spatialisée.

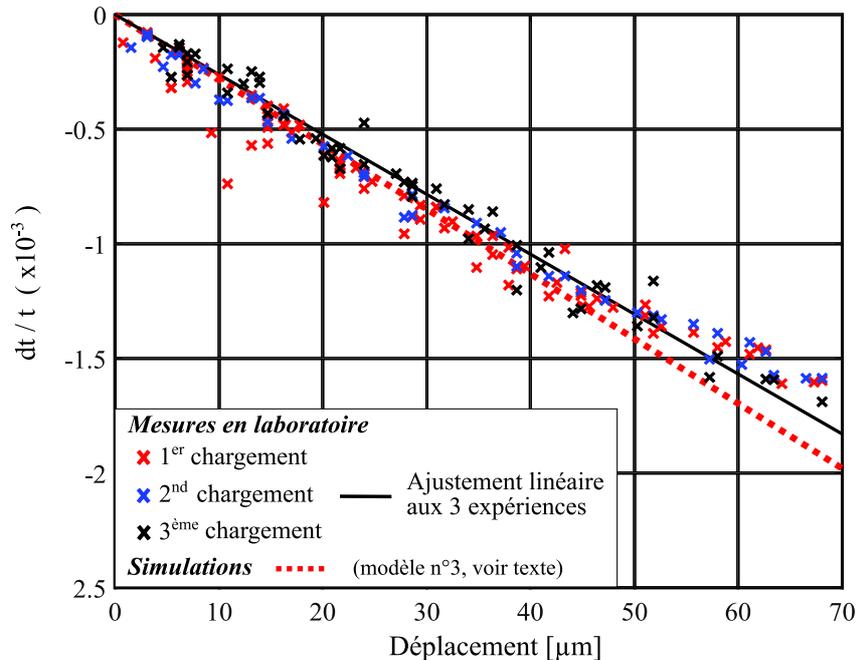


FIGURE 3.11 – Comparaison entre les décalages temporels relatifs  $dt/t$  simulés et ceux mesurés au cours de trois expériences de laboratoire distinctes (croix colorées) en fonction du déplacement appliqué à l'échantillon. Dans l'approche numérique, nous modélisons les influences sur  $dt/t$  du changement de forme du milieu ainsi que les effets de variations dans les vitesses des ondes (courbe en pointillé de couleur rouge). Ces variations sont dues aux changements de densité et aux effets acousto-élastiques. Ces derniers sont modélisés en utilisant les coefficients élastiques du troisième ordre (TOECs) du Duraluminium. Les décalages temporels relatifs sont mesurés par la technique d'étirement. Nous affichons les décalages temporels relatifs moyens mesurés à partir des 32 estimations distinctes obtenues pour chaque position du récepteur sur le réseau de capteurs.

La figure 3.11 montre les décalages temporels relatifs mesurés dans les expériences de laboratoire à partir de la technique dite d'étirement (croix colorées). Ces observations, représentées en fonction de la perturbation appliquée à l'échantillon, illustrent une dépendance évidente entre les deux variables. La relation entre les mesures de CWI et le déplacement appliqué peut être approximée par une régression linéaire dont la pente est d'une valeur de  $-2.6 \cdot 10^{-5} \mu\text{m}^{-1}$  (ligne noire de Fig. 3.11). Compte tenu du modèle linéaire choisi, le carré de la somme des résidus est de  $1.7 \cdot 10^{-6} \mu\text{m}$ . La faible valeur de cette statistique indique que les variations des mesures sont bien approximées par un modèle linéaire.

Aussi, les mesures représentées à la figure 3.11 sont celles obtenues au cours de trois expériences successives et indépendantes. Au cours de chaque expérience, l'échantillon est soumis à un trajet de chargement identique. La reproductibilité des mesures de laboratoire prouve que les mécanismes affectant les déphasages observés entre les formes d'onde sont réversibles. Ce résultat est conforme avec les conclusions tirées précédemment, lorsque nous étudions le comportement mécanique de l'échantillon (voir Fig. 3.8) : nous avons en particulier déduit de ces mesures que l'échantillon se déforme de manière élastique et réversible au cours du chargement.

### Résultats du modèle numérique prospectif

**Généralités** Les mesures de laboratoire portent la signature de différents phénomènes liés à la déformation élastique du milieu de propagation. Ces processus physiques sont *in fine* à l'origine des retards de temps de parcours observés entre la forme d'onde de « référence » et celle qualifiée de « perturbée ». Il est intéressant de noter que la modélisation numérique permet de dépasser les limites des expériences de laboratoire, et de tester indépendamment les contributions des différents processus susceptibles d'influencer la diffusion des ondes. Une telle approche ouvre des perspectives pour améliorer notre compréhension des mesures de CWI. Plus précisément, le modèle numérique permet de tester, dans un premier temps, les approximations nécessaires à reproduire les observations expérimentales. Il offre ensuite la possibilité d'explorer séparément l'influence sur les mesures des différents processus physiques modélisés. Quels sont les processus pris en compte dans notre modèle ?

Nous avons déjà mentionné le fait que l'interprétation des mesures est généralement conduite dans le cadre d'un formalisme qui reste à être défini avec précision. Les retards temporels observés entre les formes d'onde sont usuellement considérés comme étant induits par un changement dans les propriétés physiques du matériau (Stehly et al., 2007). En se basant sur les travaux de Snieder et al. (2002), ces retards de temps de parcours sont observés plus précisément du fait de la variation globale de la vitesse des ondes sismiques  $dV/V$ , induite par ces changements (voir section 2.1.3 pour une description plus détaillée de l'interprétation des mesures de CWI).

Néanmoins, l'étude présentée dans le chapitre 2 a permis d'identifier la contribution non négligeable du changement de forme de l'échantillon, en l'absence de variations de vitesse intrinsèque des ondes. En comparant l'amplitude des délais relatifs observés par CWI *dans les expériences de laboratoire* avec l'amplitude *des mesures du modèle numérique* proposé dans le chapitre précédent (voir, par exemple, Fig. 2.19), nous pouvons néanmoins noter que l'ordre de grandeur des mesures n'est pas comparable. Même si la nature des matériaux considérés diffère d'une approche à l'autre, la similitude entre les géométries des échantillons, entre les chargements appliqués et entre les modèles numériques étudiés, laisse à penser que d'autres processus sont mis en jeu dans ces expériences de laboratoire, lors de la déformation élastique du milieu de propagation. L'étude décrite ici se focalise donc sur une exploration plus complète des différentes contributions aux mesures de CWI.

En comparant les résultats du modèle analogique à ceux d'une approche expérimentale, nous cherchons à quantifier la contribution relative à la déformation géométrique de l'échantillon, mais nous essayons aussi d'étudier les processus témoignant de la dépendance entre les vitesses des ondes sismiques et la déformation. Il est généralement difficile de mener une telle étude au moyen d'une seule de ces deux approches. Les trois sous-sections suivantes décrivent les phénomènes physiques inclus dans la simulation et présentent les mesures correspondantes.

**Effet de changement de forme** En appliquant un déplacement  $\delta$  à l'échantillon, nous induisons la déformation des inclusions et du milieu environnant. De la même manière que dans le chapitre 2, on peut modéliser l'influence du chargement uni-axial sur le champ d'ondes multi-diffusé, en limitant la mise à jour du modèle à la déformation de la grille de maillage. En maintenant la valeur des paramètres mécaniques constante (densité, module d'Young et rapport de Poisson), nous testons la seule influence du changement de forme du milieu. La figure 3.12 (ligne rouge pleine - *modèle 1*), montre que la simulation prédit dans ce cas une relation linéaire entre les retards relatifs  $\varepsilon = dt/t$  et la contrainte  $\sigma_Y$  appliquée. Cette dernière est estimée numériquement en divisant la force nodale moyenne (c.-à-d. la moyenne des forces appliquées en chaque nœuds de la ligne de chargement), par la longueur de cette ligne d'appui. Le comportement linéaire mis en évidence est similaire à celui observé au moyen des mesures de laboratoire (ligne noire).

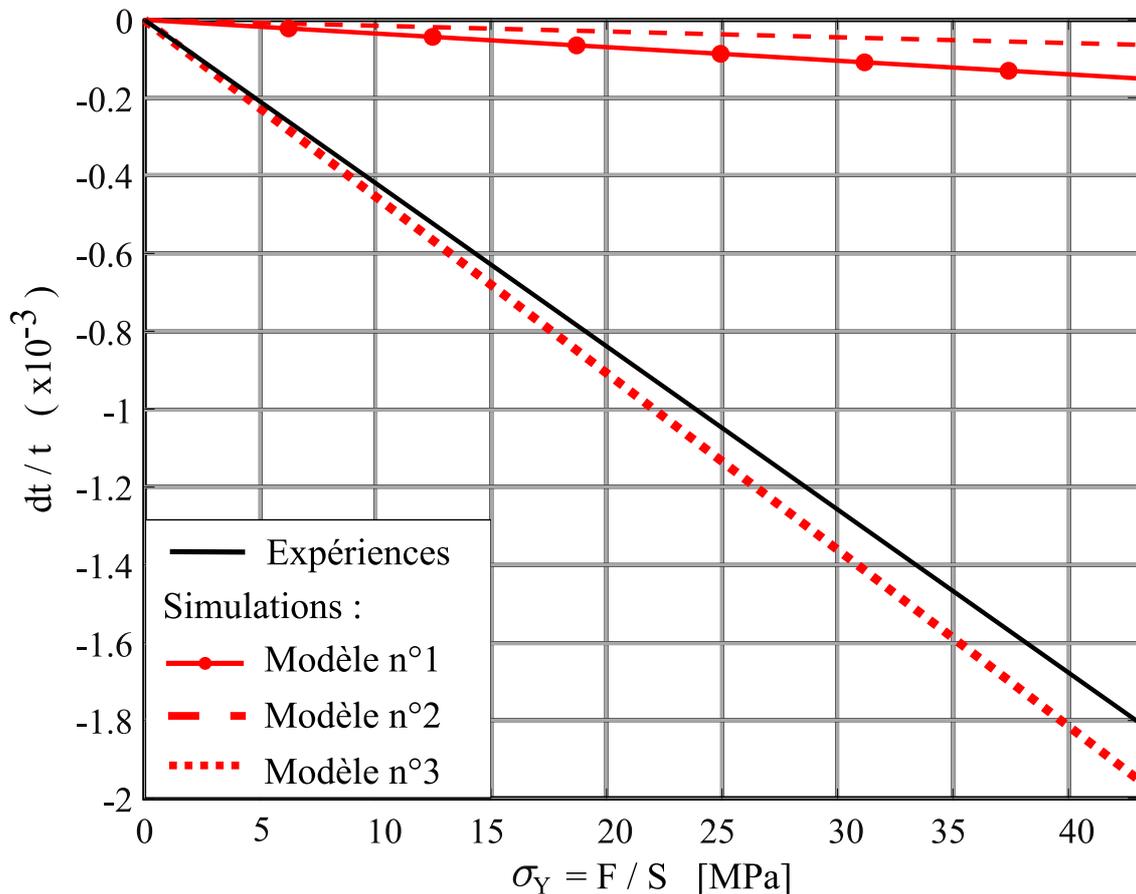


FIGURE 3.12 – Comparaison entre la régression linéaire ajustée aux décalages temporels  $dt/t$  mesurées au cours des expériences de laboratoire (courbe noire) et celles obtenues à partir de simulations en utilisant trois modèles distincts. Les mesures sont représentées en fonction de la contrainte  $\sigma_Y$  appliquée au système. Le modèle 1 correspond à la contribution relative des effets liés à la déformation géométrique du milieu de propagation (ligne pleine rouge - modèle identique à celui décrit dans le chapitre 2). Le modèle 2 est une version étendue du modèle 1 en incluant également les effets de la variation des vitesses des ondes causée par des changements locaux de la densité (ligne pointillée rouge). La ligne pointillée rouge (modèle 3) représente les mesures du modèle numérique lorsque nous modélisons l'influence sur les mesures de tous les processus inclus dans la modélisation : le changement de forme de l'échantillon, les variations de vitesses des ondes dues aux variations de densité, et celles dues aux effets acousto-élastiques. Les décalages temporels relatifs sont mesurés par la technique d'étirement. Nous affichons les décalages temporels relatifs moyens calculés à partir des 32 estimations distinctes obtenues pour chaque position du récepteur sur le réseau de capteurs.

Ces mesures confirment le constat que nous avons fait plus haut au moyen des résultats présentés dans le chapitre 2 : l'amplitude des délais relatifs mesurés par le *modèle 1* est significativement inférieure à celle des observations des expériences de laboratoire. La régression linéaire ajustée aux mesures du modèle délivre une pente de  $-3.5 \cdot 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$ . La comparaison des mesures de laboratoire à celles prédites par le *modèle 1* permet donc de quantifier la contribution aux mesures de CWI relative au changement de forme du milieu de propagation. En effet, il s'agit ici de la seule dynamique prise en compte dans le modèle numérique. Bien que les mesures numériques permettent de reproduire un comportement qui est similaire à celui observé au moyen des mesures de laboratoire, elles n'expliquent que 11% de l'amplitude du signal expérimental.

**Effets de variations locales de densité sur les vitesses des ondes** Les mesures du *modèle 1* (Fig. 3.12) démontrent que ce système physique ne capture pas l'intégralité des processus ayant cours dans les expériences de laboratoire.

La déformation du milieu de propagation entraînera également une augmentation de la densité et, par conséquent, un changement uniforme des vitesses des ondes propagées dans le milieu. Cet effet du chargement sur les propriétés physiques du matériau (ici, sa densité) peut expliquer la différence entre les mesures expérimentales et numériques, puisque ce processus impacte *in fine* les retards mesurés par CWI. Dans la section 2.1.3, nous avons décrit l'impact du modèle de contraction/dilatation temporelle sur les mesures de CWI (voir par exemple Eq. 2.5). Dans la figure 2.20, nous avons en particulier illustré le lien entre les variations locales de volume et les variations de vitesse des ondes, traduisant une relation de proportionnalité entre ces deux grandeurs, avec un coefficient multiplicatif d'une valeur de 0.5.

Quelle tendance peut-on s'attendre à mettre en évidence en incluant dans le modèle, les effets de changements locaux de la densité sur la vitesse des ondes? Dans la situation traitée ici, on s'attend à ce que les retards relatifs diminuent sous l'effet de la compression du milieu de propagation et des variations de densité qui en résultent. En effet, un développement au premier ordre de l'équation 2.26 conduit à obtenir l'équation 3.1. La compression du milieu de propagation et la diminution de volume induite aura donc pour effet d'augmenter localement la densité. La variation relative de densité, de signe positif, conduit selon l'équation 2.4 à observer une diminution de la vitesse des ondes.

$$\rho = \frac{\rho_0}{e_{vol} + 1} \quad (3.1)$$

Dans Specfem2D, nous traduisons l'influence des variations de densité sur les vitesses des ondes P et S au moyen des équations 2.20 et 2.21, reliant les vitesses isotropes aux paramètres élastiques du matériau. À chaque incrément de déplacement, la densité est évaluée localement au moyen de Code Aster en utilisant l'équation 3.1. Les autres paramètres élastiques ( $E$ ,  $\nu$ ) sont maintenus constants. Lors de la simulation de la propagation des ondes, l'utilisation d'un modèle dit « externe » (dont le principe est décrit dans la section 2.2.1) et l'import des grandeurs calculées par Code Aster, permet de définir les paramètres de la simulation en chaque nœud du maillage. Ainsi, la densité mais aussi les vitesses des ondes propagées dans le milieu sont imposées localement en chaque nœud, et sont réévaluées à chaque étape de la procédure de chargement.

Dans le chapitre précédent, nous avons traduit l'influence du modèle de contraction/dilatation temporelle sur les mesures de CWI de manière théorique (voir Fig. 2.20). Le *modèle 2* proposé ici permet de vérifier que ces prédictions sont effectives. En ajoutant l'effet de variations locales de densité sur les mesures de CWI au *modèle 1*, nous observons bien une diminution des retards relatifs moyens  $dt/t$  (*modèle 2* - ligne en pointillé rouge, Fig. 3.12). Ce résultat est cohérent avec les prédictions émises précédemment au moyen de l'équation 3.1. Les mesures du *modèle 2*, qui incluent les effets la déformation sur la densité et sur le changement de forme du milieu de propagation, expliquent 7% du signal observé dans les expériences de laboratoire.

**Effets acousto-élastiques et variations anisotropes des vitesses des ondes** Nous évaluons enfin les effets acousto-élastiques de la déformation sur la vitesses des ondes. Dans la section 2.1.3, nous avons présenté les éléments théoriques nécessaires au développement de notre modèle numérique

Dans le cas particulier d'un milieu soumis à une contrainte normale uni-axiale, et pour des niveaux de chargement similaires à ceux considérés dans notre approche, Shokouhi et al. (2012) montrent que l'effet de variations de contraintes sur les vitesses des ondes P et S peut être formalisé par une relation linéaire reliant les variations relatives de vitesses aux composantes du tenseur de déformation. Ce comportement linéaire est donc similaire à celui observé dans les expériences de laboratoire menées dans le cadre de notre étude. Nous nous intéressons donc à la modélisation de ces phénomènes, en appliquant une rhéologie spécifique à ces processus aux matériaux du modèle.

Nous enrichissons donc le modèle numérique de relations dérivées de la théorie de Murnaghan des déformations finies (Murnaghan, 1951) et confirmées pour les matériaux métalliques (Hughes and Kelly, 1953). Les équations 2.7 et 2.8 présentées dans le chapitre 2 font intervenir, entre autres, des coefficients élastiques du second ordre ( $\Lambda, \mu$ ) et du troisième ordre ( $L, M, N$ ). Nous employons ici les coefficients de Murnaghan  $L, M, N$  mesurés pour le Duraluminium par Chatellier and Touratier (1987) et utilisés par Si-chaib et al. (2011) dans le cadre d'une approche de modélisation numérique. Ces coefficients sont  $L = -51 \pm 5$  GPa,  $M = -325 \pm 2$  GPa et  $N = -351 \pm 6$  GPa. Les constantes élastiques de second ordre  $\Lambda, \mu$  (ou constantes de Lamé) sont calculées au moyen des équations 3.2 et 3.3, dans lesquelles nous utilisons le module de Young  $E$  et le rapport de Poisson  $\nu$  du Duraluminium. Nous mesurons respectivement  $\Lambda = 54$  GPa et  $\mu = 28$  GPa.

$$\Lambda = \frac{E\nu}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)}, \quad (3.2)$$

$$\mu = \frac{E}{2(1 + \nu)}. \quad (3.3)$$

Afin de modéliser les effets de la déformation sur la vitesses des ondes, nous calculons des coefficients élastiques apparents de second ordre  $C_{ijkl}^*$  (voir Eq. 2.8). Ces coefficients sont utilisés dans Specfem2D afin de caractériser le comportement mécanique de chaque élément spectral du maillage. Ils s'expriment en fonction des composantes principales du tenseur de déformation. Ainsi, pour chaque variation de l'état de contrainte, nous importons le tenseur de déformation calculé par Code Aster. En appliquant les mêmes méthodes que pour étudier les effets de changements de densité, nous utilisons un « modèle externe » permettant d'appliquer à chaque nœud du maillage, les coefficients élastiques calculés à partir de l'équation 2.8. Puisque nous introduisons ainsi une anisotropie dans le tenseur d'élasticité, nous modélisons ici la propagation anisotrope d'un champ d'onde, dont la vitesse dans chaque direction de l'espace dépend de l'état de déformation du système. Il s'agit donc de modéliser l'effet de la variation apparente des paramètres physiques du matériau sur les vitesses des ondes propagées.

Les mesures relatives au *modèle 3* (Fig. 3.12, ligne en pointillés rouge) montrent un impact significatif de ces processus sur les retards relatifs moyens mesurés. En incluant les effets de l'acousto-élasticité, nous notons une nette augmentation des retards relatifs mesurés et une superposition adéquate des résultats numériques avec les observations de laboratoire. En effet, l'analyse des enregistrements synthétiques conduit à surestimer les observations de laboratoire d'environ 8%. La similitude entre mesures numériques et expérimentales suppose que les effets liés à l'acousto-élasticité sont en grande part impliqués dans les effets mécaniques de la déformation élastique du milieu de propagation sur les retards de temps de parcours mesurés par CWI.

### 3.2.4 Discussion des mesures

#### Comparaison des mesures concédées par deux méthodes indépendantes de CWI

L'utilisation d'une seconde méthode d'interférométrie, en dehors de la technique d'étirement, permet de vérifier la cohérence des mesures présentées dans la section précédente. Nous comparons donc ici les mesures délivrées par la méthode de « stretching » à celles obtenues au moyen de la méthode discrète décrite dans la section 2.3.3.

Les tests effectués pour paramétrer la méthode discrète de CWI sont décrits au chapitre 2. En effet, plusieurs tests synthétiques ont été nécessaires afin de calibrer la technique : ils montrent que la précision de l'estimation des décalages temporels dépend de la fréquence d'échantillonnage des signaux, de la durée de ces fenêtres et du filtre appliqué aux signaux. En utilisant des mesures numériques, ces tests ont montré l'importance d'une stratégie de corrélation en deux étapes. Ils ont de plus montré que la discrétisation des signaux en fenêtres successives d'une durée de  $T_f = 6.5 \mu\text{s}$ , l'utilisation d'un taux d'échantillonnage de  $10^{-10}$  s, et l'application d'un filtre passe bande dans la gamme de fréquences [1000 - 1100] kHz, permettait de retrouver efficacement le décalage temporel inséré de manière intentionnelle dans les signaux. Ici, nous considérons une source dont la fréquence centrale est la même que celle utilisée dans le cadre de ces tests, ainsi qu'une discrétisation temporelle identique des signaux. Nous employons les résultats des tests réalisés précédemment, mais introduisons une redondance intentionnelle dans les mesures en utilisant des fenêtres chevauchantes, avec un recouvrement de 80%.

Afin de confronter les mesures concédées par les deux approches d'interférométrie, nous analysons les enregistrements synthétiques produits par Specfem2D lorsque la face supérieure de l'échantillon est déplacée de  $75\mu\text{m}$ . La figure 3.13 montre que les délais mesurés en différents instants  $t$  dans le signal évoluent quasi-linéairement avec le temps. Dans la figure 3.13, les délais  $dt(t)$  sont mesurés à un unique capteur faisant face à la source.

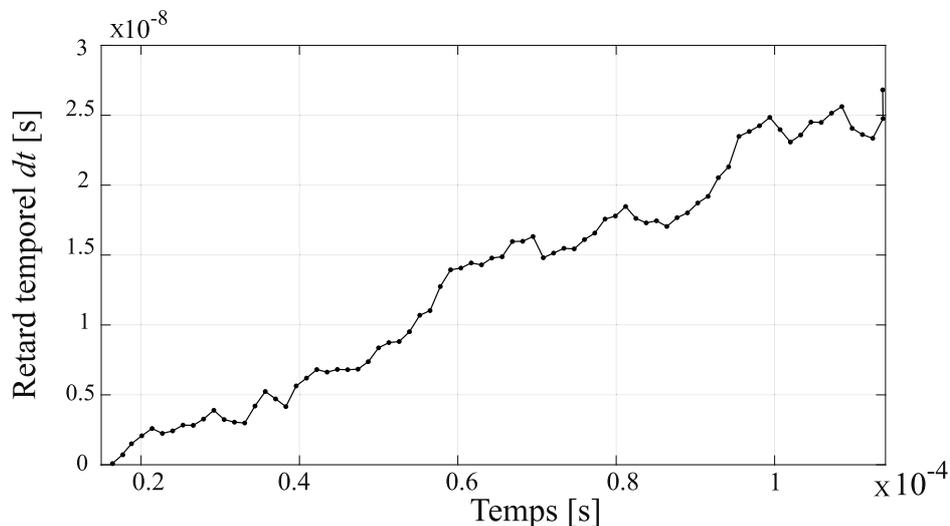


FIGURE 3.13 – Retards  $dt(t)$  mesurés en appliquant une méthode basée sur la corrélation de fenêtres de discrétisation pour comparer le signal synthétique de référence à celui enregistré numériquement lorsqu'un déplacement de  $75\mu\text{m}$  est appliqué à l'échantillon. Nous utilisons ici le signal enregistré au récepteur faisant face à la source. Nous utilisons des fenêtres chevauchantes d'une durée de  $6.5 \mu\text{s}$ .

Il est alors possible d'estimer le retards relatif  $dt/t$  en mesurant la pente de la régression linéaire adaptée aux mesures. Nous reproduisons cette démarche afin d'analyser les enregistrements des 32 récepteurs du réseau. Le retard relatif mesuré en un capteur donné du réseau est représenté dans la figure 3.14 (points rouges). Nous comparons la mesure à celle obtenu au moyen de la méthode d'étirement (points bleus). Ces résultats montrent que les deux méthodes donnent, en moyenne, des résultats similaires : la moyenne calculée à partir des 32 estimations du délai relatif est de  $2.24 \cdot 10^{-4}$  pour la méthode discrète, et de  $2.23 \cdot 10^{-4}$  pour la méthode d'étirement. La

faible variabilité entre ces valeurs moyennes indique la consistance de nos résultats. La différence observée entre les deux mesures en chaque capteur peut s'expliquer par une différence de sensibilité des deux méthodes de CWI, la méthode se basant sur la corrélation de fenêtres mobiles étant usuellement préférée lorsqu'on s'attend à mesurer de faibles changements de temps de parcours (Liu et al., 2010).

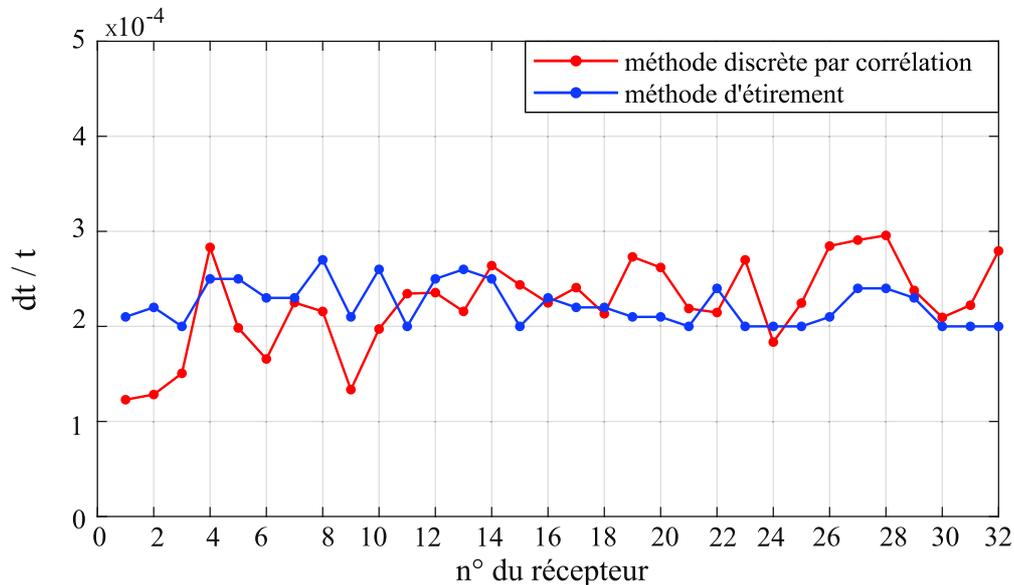


FIGURE 3.14 – Comparaison entre les délais relatifs  $dt/t$  mesurés au moyen de la méthode d'étirement (points bleus) et à partir de la méthode basée sur la corrélation croisée de signaux fenêtrés (points rouges). Les résultats sont obtenus en moyennant les résultats issus de l'analyse des enregistrements des 32 capteurs du réseau faisant face à la source. Nous traitons ici les enregistrements synthétiques produits lorsqu'un déplacement de  $75\mu\text{m}$  est appliqué sur la face supérieure de l'échantillon.

Enfin, nous caractérisons la variabilité spatiale des mesures concédées par chacune des méthodes. Nous calculons pour cela la déviation standard des 32 estimations. Bien que les mesures obtenues au moyen des deux méthodes soient similaires en moyenne, nous montrons que la variabilité des mesures de la méthode discrète ( $4.7 \cdot 10^{-5}$ ) est deux fois supérieure à celle des résultats de la méthode d'étirement ( $2.2 \cdot 10^{-5}$ ). Ce résultat peut s'expliquer par une plus grande sensibilité de la méthode discrète vis-à-vis de faibles changements dans le temps de parcours des ondes. Néanmoins, ces fluctuations demeurent faibles devant les valeurs moyennes. Tout comme dans la section 2.3, nous montrons que pour une telle perturbation du milieu de propagation, la diffusion ayant cours dans le système conduit à une homogénéisation de la mesure de CWI.

### Représentativité du modèle bi-dimensionnel proposé

Nos expériences, tantôt numériques qu'au laboratoire, se basent ici sur l'utilisation d'un matériau métallique quasi-homogène et isotrope; le Duraluminium. Par rapport aux expériences décrites dans la partie 3.4 de ce chapitre et impliquant l'utilisation d'un échantillon de granite, nous considérons une situation simplifiée dans laquelle le comportement mécanique de l'échantillon de laboratoire est bien reproduit au moyen d'un matériau au comportement élastique. D'un autre côté, la présence de fractures, de contacts entre grains ou la teneur variable en eau ont un impact sur le comportement d'un véritable matériau géologique. Si nous discuterons, dans la section 3.4, de l'aptitude de notre modèle à retranscrire les phénomènes impliqués dans l'évolution de l'échantillon de laboratoire, l'approche suivie dans cette partie nous permet de soulever une autre question liée à la représentativité de notre modèle : est-ce que le modèle 2D proposé est en capacité de retranscrire les processus ayant en cours dans l'échantillon de laboratoire?

Les avantages des modèles numériques 2D sont principalement liés aux performances de calcul : le fait de simplifier la géométrie de la grille de discrétisation permet de diminuer considérablement le temps de calcul attribué à une étape de déformation. Ce gain de temps permet par conséquent d'effectuer davantage de tests et de considérer des chemins de chargement plus sophistiqués. Par ailleurs, la discrétisation d'un milieu bi-dimensionnel est plus aisée, notamment lorsqu'on y introduit un ensemble complexe d'inclusions. En revanche, nous optons alors pour des approximations non triviales qu'il convient de discuter : le choix de représenter l'échantillon de Duraluminium au moyen d'un milieu bi-dimensionnel, et celui de modéliser son évolution en déformation plane.

Dans Code Aster, nous modélisons la déformation de l'échantillon de laboratoire en 2D, en utilisant une convention de déformation plane. L'invariance de la géométrie de l'échantillon dans la direction  $Z$  contribue à justifier le choix de cette convention. En effet, les trous cylindriques sont percés de part en part du bloc de 32 mm d'épaisseur. Dans un problème typique de déformation plane, la charge est telle que la déformation s'exerce essentiellement dans le plan de coupe ( $X, Y$ ). Il s'agit, dans les expériences considérées ici, d'une hypothèse réaliste compte tenu du chargement appliqué et de la géométrie de l'échantillon. Pour vérifier la pertinence de cette approximation, nous avons modélisé la réponse mécanique de l'échantillon de Duraluminium en 3D. Nous avons développé le modèle proposé jusqu'alors, en produisant un milieu numérique tri-dimensionnel de même géométrie que l'échantillon de laboratoire. La discrétisation de ce modèle conduit à considérer un maillage de près de 1 600 000 éléments (voir Fig. 3.15).

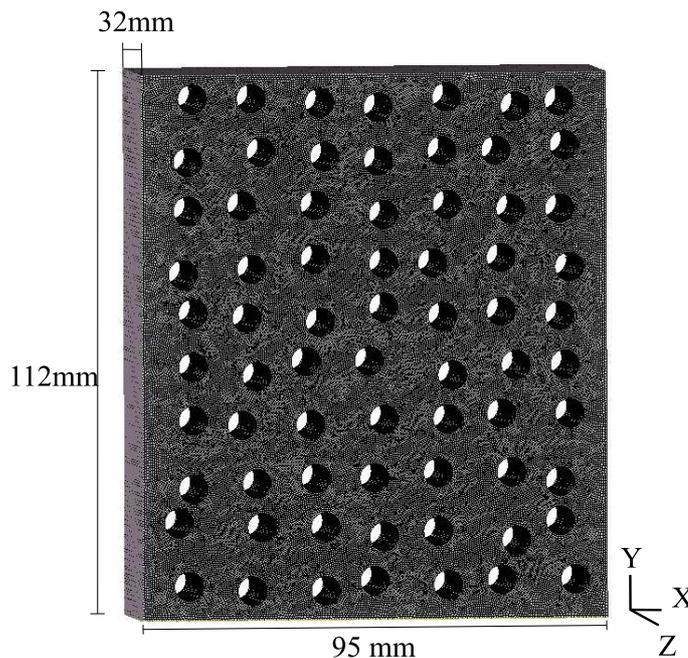


FIGURE 3.15 – Afin d'étudier numériquement la réponse mécanique de l'échantillon de laboratoire, nous représentons le système en 3D par une grille de maillage dense ( $lc = 0.5$  mm, environ 1 600 000 éléments).

Les conditions de bords appliquées pour modéliser la déformation de l'échantillon demeurent identiques à celles utilisées dans le modèle 2D. Le chargement en déplacement est appliqué sur une surface répliquant la zone de contact entre le piston et l'échantillon. En appliquant un déplacement  $\delta$  de 75  $\mu\text{m}$ , nous calculons la trace du tenseur de déformation en chaque nœud du plan médian du milieu 3D (tel que  $Z = 0$ ), et nous effectuons la même opération au moyen du système 2D (voir Fig. 3.16).

Les deux figures mettent en évidence une répartition spatiale complexe de la déformation volumétrique. Nous observons des magnitudes négative, suggérant la diminution du volume de l'échantillon et en accord avec la compression du milieu. Nous montrons que la répartition spa-

tiale de la déformation volumétrique au sein du plan médian du milieu 3D (figure de droite) est similaire à celle mesurée au sein du milieu 2D (figure de gauche). Dans les deux figures, nous employons la même palette de couleur pour représenter l'amplitude de la grandeur mécanique. Nous notons cependant que la magnitude de la déformation volumétrique est plus prononcée dans le cas 2D.

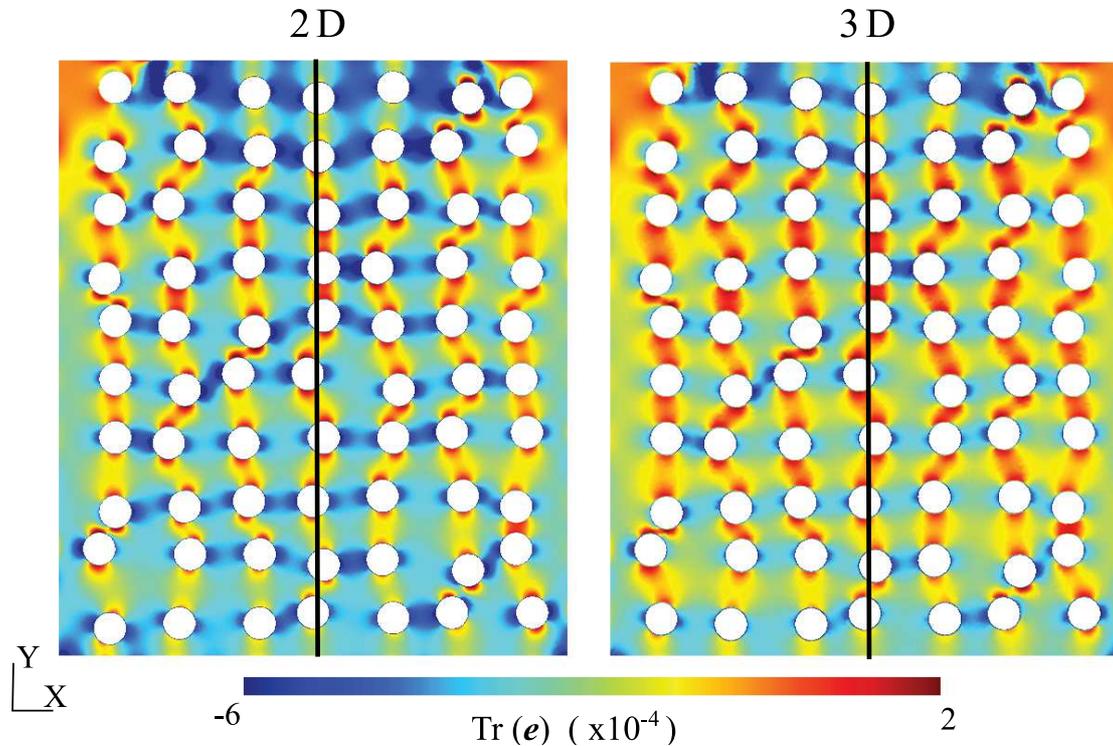


FIGURE 3.16 – Comparaison entre la carte de la trace du tenseur de déformation calculée dans le plan défini par le milieu 2D et celle obtenue dans le plan médian (tel que  $Z=0$ ) du milieu 3D. Dans les deux cas, nous modélisons (soit en 3D, soit en 2D) la déformation du système lorsqu'un déplacement  $\delta$  de 75  $\mu\text{m}$  est appliqué à l'échantillon. La ligne noire représente la ligne médiane le long de laquelle nous moyennons la trace du tenseur de déformation pour quantifier la différence de comportement.

La comparaison amorcée à la figure 3.16 est réalisée de manière plus locale et plus quantitative en moyennant les valeurs extraites le long d'une bande verticale prise au milieu de l'échantillon, soit telle que  $X = 0$  (voir Fig. 3.16). Les valeurs moyennes sont de  $1.15 \cdot 10^{-4}$  dans le cas 2D et de  $6.34 \cdot 10^{-5}$  dans le cas 3D. La différence de 45% observée entre ces mesures moyennes, met en évidence la contribution de la composante orthogonale du tenseur,  $e_{zz}$ . Cette contribution, nulle dans le cas bidimensionnel, n'est pas négligeable dans le cas 3D.

Cependant, cette moyenne locale (le long de la bande verticale dessinée dans la figure 3.16) ne permet pas d'étudier la contribution de chacune des composantes du tenseur de déformation de manière « globale » et à l'échelle de l'échantillon. Afin de mener cette analyse, nous calculons la valeur moyenne de chacune des composantes principales du tenseur, à partir des mesures obtenues en chaque nœud de la grille de maillage 3D. Ces moyennes spatiales montrent que l'amplitude de la composante orthogonale  $e_{zz}$  représente, en moyenne, environ 20% de celle de la composante prédominante  $e_{yy}$ . Nous concluons que la composante orthogonale  $e_{zz}$  du tenseur de déformation ne peut être négligée face à celles exercées dans le plan de coupe ( $X, Y$ ) du milieu tri-dimensionnel. Le rapport entre  $e_{yy}$  et  $e_{zz}$  démontre cependant que l'action de la composante  $e_{yy}$  est *prédominante*. Cette comparaison légitime l'approche suivie, dans laquelle nous simplifions le problème mécanique réel sous la forme d'un problème 2D en déformation plane.

Dans Specfem2D, étant donné que nous utilisons une représentation bi-dimensionnelle de l'échantillon réel, nous négligeons les effets sur la diffusion, de la propagation des ondes dans la direction  $Z$ . C'est à nouveau la géométrie du milieu de propagation qui justifie le choix de cette ap-

proximation. Les trous cylindriques sont percés de part en part de l'échantillon de Duraluminium réel et leur longueur est significativement plus importante que la longueur d'onde de travail. La géométrie de l'échantillon est donc conçue de manière à ce que la diffusion des ondes se produise principalement dans les plans de coupe ( $X, Y$ ) (Derode et al., 2001; Tourin et al., 2000). Afin de reproduire les expériences en laboratoire, nous choisissons de modéliser la propagation des ondes en 2D, avec pour principales répercussions, la simplification du problème numérique et une diminution des temps de calcul.

En effet, nous avons également tenté de modéliser la propagation des ondes en 3D à l'aide du code par éléments spectraux SPECFEM3D - cartésien. Cependant, compte tenu des critères de sélection du maillage (éléments quadrangulaires, asymétrie des éléments au maximum de 0.7, critères concernant le nombre de points minimum par longueur d'onde), nous n'avons pas réussi à générer un maillage qui pouvait satisfaire à ces critères et être implémenté dans le code de propagation d'ondes, sans modifier la géométrie initiale de l'échantillon.

La simulation a en revanche été réalisée au moyen d'un échantillon plus large, dans lequel les trous étaient placés à une plus grande distance des bords du système. Dans cette configuration, l'amplitude du rapport  $dt/t$  moyen, mesuré à l'aide du modèle 3D et d'un réseau de 32 capteurs, est comparable à celle obtenue à charge égale au moyen du système 2D. Nous notons cependant une plus grande variabilité des mesures le long du réseau. Une telle approche nécessite néanmoins, à raffinement comparable du maillage, une puissance de calcul largement supérieure. Le calcul a donc été mené en appliquant un déplacement de 75  $\mu\text{m}$  sur la face supérieure de l'échantillon, en employant les ressources graphiques (GPU) mise à disposition sur l'HPC à l'occasion. Dans le cas tri-dimensionnel, l'augmentation significative du temps de calcul ne nous permet pas de modéliser le comportement à charge variable de manière efficace.

### **Incertitude sur les coefficients élastiques du troisième ordre (TOEC)**

Les mesures de CWI issues de simulations sont sensibles aux paramètres élastiques du modèle. Les paramètres élastiques du troisième ordre (ou TOECs) utilisés sont mesurés avec une incertitude de 5 GPa (soit  $\sim 10\%$ ) sur  $L$ , de 2 GPa (0.6 %) sur  $M$  et de 6 GPa (1.7 %) sur  $N$ . À partir d'un grand nombre de simulations, nous testons la sensibilité des mesures de CWI par rapport à la valeur des paramètres élastiques du deuxième et du troisième ordre.

Nous augmentons ou diminuons d'abord la valeur des TOECs de 10 %. Nous quantifions (en pourcentage) la variation des délais relatifs moyens mesurés par la méthode d'étirement, avec pour référence la simulation dans laquelle les valeurs de  $L$ ,  $M$  et  $N$  sont celles choisies pour le Duraluminium. Cette valeur de 10 % consiste en une approximation forte de l'incertitude sur les coefficients du troisième ordre. Les délais relatifs mesurés par CWI augmentent de 7.3 % suite à la variation combinée des trois paramètres (Tab 3.1). Une variation de 10 % des paramètres du second ordre induit quant à elle une variation de 11 % des retards relatifs  $dt/t$  mesurés.

Par ailleurs, il n'est pas facile d'évaluer l'influence de chaque TOECs sur la vitesse des ondes élastiques, comme en atteste l'équation 2.8. En appliquant des variations de 10%, nous cherchons à quantifier l'impact de l'augmentation ou de la diminution de la valeur d'un ou de plusieurs de ces paramètres. Les tableaux 3.1 et 3.2 indique les résultats de ces tests croisés.

L'augmentation - respectivement la diminution - de la valeur d'un unique paramètre entraîne une augmentation - une diminution - des retards relatifs mesurés dans la simulation (Tab. 3.2).

Appliquons ensuite un changement à la valeur de plusieurs paramètres. Nous remarquons que l'effet sur les retards relatifs mesurés est cumulatif : la variation mesurée lors d'un changement multivarié est égale à la somme des variations liées au changement de la valeur d'un seul des paramètres. Par exemple, nous mesurons une augmentation de 3.2 % - respectivement 4.1 % - des retards relatifs lorsqu'on applique une variation de 10 % à la valeur d'un seul paramètre, en

TABLEAU 3.1 – Test de sensibilité pour les coefficients élastiques du troisième ordre (TOEC). Nous avons mesuré l’impact sur les variations relatives de délais  $dt/t$ , d’une augmentation de 10 % du coefficient  $L$ , combinée à une variation de  $\pm 10\%$  des coefficients  $M$  et  $N$  (avec pour référence la simulation dans laquelle les valeurs de  $L$ ,  $M$  et  $N$  sont celles choisies pour Au4G)

TOEC		L +10%	
		N +10%	N -10%
L +10%	M +10%	7.3%	0.7%
	M -10%	1%	7.3%

TABLEAU 3.2 – Test de sensibilité pour les coefficients élastiques du troisième ordre (TOEC). En appliquant des variations de 10 % aux paramètres du troisième ordre, nous quantifions l’impact sur les retards relatifs  $dt/t$  d’une variation de la valeur d’un seul ou d’une combinaison de coefficients  $L$ ,  $M$  et  $N$  (avec pour référence la simulation dans laquelle les valeurs de  $L$ ,  $M$  et  $N$  sont celles choisies pour Au4G).

TOEC		L		M		N	
		+10%	-10%	+10%	-10%	+10%	-10%
L	+10%	+ 0.1%		- 3.3%	+ 3.1%	- 4.2%	+ 4.0%
	-10%		+ 0.1%	- 3.1%	+ 3.3%	- 4.0%	+ 4.2%
M	+10%			- 3.2%		- 7.3%	+ 0.9%
	-10%				+ 3.2%	- 0.9%	+ 7.3%
N	+10%					- 4.1%	
	-10%						+ 4.1%

l’occurrence  $M$  - respectivement  $N$ . Nous mesurons par conséquent une variation de  $3.2 + 4.1 = 7.3\%$  après avoir augmenté de 10 % la valeur des deux coefficients (voir Tab 3.2).

Ces tests de sensibilité montrent que la prise en compte d’une incertitude de 10% sur les trois coefficients  $L$ ,  $M$ ,  $N$ , situe les mesures de CWI observées au laboratoire dans la plage d’incertitude des mesures numériques. Afin d’appréhender au mieux la physique exprimée dans les expériences de laboratoire, les simulations nécessiteraient un réglage plus fin de ces paramètres mécaniques. Ceci nécessiterait notamment de mesurer les paramètres élastiques du deuxième et du troisième ordre propres à notre échantillon de Duraluminium percé. Cette application dépasse néanmoins le cadre de cette étude.

### 3.2.5 Conclusions

Nous proposons ici deux approches complémentaires, ayant toutes deux pour objet d’évaluer l’influence de la compression uni-axiale d’un échantillon fortement diffusif sur la diffusion des ondes élastiques. L’une est basée sur une expérience de laboratoire dans laquelle nous imposons la déformation élastique réversible d’un échantillon de Duraluminium (Au4G) qui comprend un ensemble de trous cylindriques conçus pour favoriser la multi-diffusion du champ d’onde propagé pendant le chargement. L’autre est une modélisation numérique qui emploie un milieu 2D répliquant le comportement de l’échantillon de laboratoire. Le milieu fictif du modèle numérique et l’échantillon de laboratoire partagent ainsi la même géométrie, le même ensemble de diffuseurs et des comportements mécaniques et acoustiques comparables.

Nous analysons la signature sur les délais relatifs mesurés par CWI, de la déformation élastique et réversible du milieu de propagation. Le modèle numérique permet de se concentrer sur les signatures de différents processus mobilisés lors de la perturbation du système. Au moyen du code de propagation d’ondes, nous modélisons en particulier l’influence sur les mesures de CWI :

- du changement de forme de l’échantillon, sans variations intrinsèques de la vitesse des ondes.
- de variations de vitesse induites par des changements locaux de la densité. Le changement

dans les propriétés du matériau sont causés par la déformation locale du milieu de propagation.

- de variations de vitesse dues aux effets acousto-élastiques. L'utilisation de coefficients élastiques apparents, qui dépendent des composantes du tenseur de déformation, conduit à modéliser des effets d'élasticité non-linéaire.

Le modèle numérique permet de reproduire la réponse observée au laboratoire à condition de modéliser les effets acousto-élastiques de la déformation sur la vitesse des ondes. Nous montrons que ces effets sont prépondérants dans le signal. Lorsque nous restreignons le modèle à l'impact de la déformation sur le changement de forme de l'échantillon et/ou sur la densité du matériau, les amplitudes des délais relatifs mesurés en laboratoire sont reproduits de 7 à 11% par le modèle numérique. On note cependant que l'effet dû au changement de forme du milieu, qui est un effet de déformation sans aucun changement de vitesse, n'est pas négligeable, même s'il reste faible par rapport aux effets acousto-élastiques.

Cette étude contribue à améliorer notre compréhension des processus physiques à l'origine des retards de temps de parcours quantifiés par CWI. La comparaison entre les mesures de laboratoire et les mesures numériques permet de quantifier la contribution de chacun des processus étudiés. L'identification des différentes contributions aux retards de temps de parcours quantifiés par CWI, constitue potentiellement la base de développements théoriques futurs.

### 3.3 Analyse de la variation de la cohérence et/ou de la phase de signaux synthétiques et expérimentaux

#### 3.3.1 Présentation de l'approche

Les mesures présentées dans la section précédente (3.2) laissent un certain nombre de thématiques d'étude en suspens.

- Nous avons axé notre approche sur l'étude de la dépendance avec le niveau de chargement, de variations relatives de délais moyennes, spatialisées sur l'échantillon. Les estimations distinctes concédées par l'analyse des 32 enregistrements du réseau sont donc moyennées afin de considérer une mesure par état de chargement. Une telle approche s'est montrée utile pour identifier les processus physiques à l'origine des retards de temps de parcours observés expérimentalement à charge variable. En revanche, nous n'avons pas analysé la variation de ces mesures au sein même du réseau pour un état de chargement donné du système, afin d'en tirer des informations sur la perturbation appliquée au milieu (p.ex., approche proposée dans la section 2.4).
- Nous nous sommes concentrés sur l'analyse des retards de temps de parcours observés entre les signaux. Néanmoins, une perte de cohérence (ou décohérence) peut être potentiellement mise en évidence entre les signaux au moyen de méthodes de CWI similaires à celles employées pour quantifier les délais  $dt$ . La figure 3.10 indique à ce titre qu'un changement dans la cohérence des signaux peut être mesuré au cours de la déformation élastique du milieu.

Dans cette partie complémentaire à la section 3.2, nous cherchons à définir quelles informations peuvent potentiellement être tirées de ces études additionnelles. Si dans la situation étudiée, il est possible de quantifier, pour un même état de chargement du système, à la fois une variation de la phase et de la cohérence des signaux, il s'agit de se demander si les deux grandeurs physiques sont sensibles aux mêmes changements intervenant dans le milieu de propagation. En employant des méthodes similaires à celles utilisées dans la section 2.4, nous chercherons alors à identifier des variabilités spatiales ou des structures distinctes, qui seraient susceptibles de nous indiquer vis-à-vis de quels changements, l'une ou l'autre de ces grandeurs physiques est sensible.

L'observation chronologique de retards de temps de parcours ou bien de pertes de cohérence permettrait donc potentiellement de nous renseigner sur différents types de changements ayant cours dans le milieu de propagation. De plus, pour un état de chargement donné du système, l'analyse spatiale de ces grandeurs permettrait de donner des informations complémentaires sur l'évolution du milieu de propagation.

Des résultats théoriques et expérimentaux ont déjà montré que les retards de temps de parcours quantifiés à partir de mesures de CWI étaient liés aux changements dans les propriétés élastiques du milieu de propagation, alors qu'une perte de cohérence était mesurée à la suite de changements dans les propriétés de diffusion. Ces derniers sont causés par une évolution de la structure du milieu de propagation (Larose and Hall, 2009; Michaels, 2008; Rossetto et al., 2011).

Afin de contribuer à la compréhension des processus<sup>1</sup> impliqués dans l'observation d'une perte de cohérence ou d'un déphasage entre les formes d'ondes comparées par CWI, nous proposons de tirer bénéfice du modèle numérique présenté dans la section précédente et permettant de simuler les signaux des expériences de laboratoire. Nous complétons dans un premier temps l'analyse des formes d'ondes synthétiques et expérimentales, entreprise dans la section 3.2 de ce chapitre. Nous analysons, pour un état de chargement donné du système, l'évolution temporelle (c.-à-d. avec le temps dans le signal) des délais et de la perte de cohérence, mais aussi l'évolution spatiale (c.-à-d. avec la position du récepteur) de chacune de ces grandeurs physiques.

1. au sens, ici, de *changements* intervenants dans le milieu de propagation du fait de la perturbation qui lui est appliquée

Afin de discuter des conclusions tirées de cette analyse, nous élargissons ensuite l'étude proposée dans la section 2.4. Nous profitons de la flexibilité du schéma numérique proposé et de la possibilité de régler finement la perturbation appliquée au milieu, afin d'analyser les signaux enregistrés lorsque nous induisons préférentiellement des changements dans la structure de la grille de maillage plutôt que sa déformation élastique. De la même manière que dans la partie 2.4, nous utilisons à cet effet une approche directe, basée sur le déploiement d'un réseau dense de capteurs et reposant sur la comparaison des enregistrements obtenus *avant* et *après* l'application d'une perturbation.

### 3.3.2 Compression de l'échantillon de Duraluminium : comparaison locale des résultats numériques et expérimentaux de CWI

#### Mesure de la perte de cohérence $DC$ et des retards de temps de parcours $dt$

Nous réemployons ici les enregistrements des expériences de laboratoire et des simulations présentées dans la section 3.2. Nous y analysons la signature de la compression de l'échantillon de Duraluminium sur les retards de temps de parcours quantifiés par CWI. En appliquant les mêmes méthodes que celles développées dans la section 2.4, nous analysons les variations spatiales (c.-à-d. le long du réseau de récepteurs) et temporelles (c.-à-d. le long du signal enregistré) de deux grandeurs physiques : la perte de cohérence et le retard de temps de parcours. Ces deux grandeurs sont évaluées au moyen d'une méthode discrète de CWI. Afin de simplifier notre approche, nous comparons un unique couple d'enregistrements. Nous considérons donc la situation où un déplacement de 75  $\mu\text{m}$  est appliqué sur la face supérieure de l'échantillon.

Cette méthode de CWI est basée sur la corrélation croisée de fenêtres de discrétisation. Les signaux sont donc discrétisés en fenêtres d'une durée  $T_f$ , chacune d'entre elles étant centrée autour du temps  $t$ . Le retard de temps de parcours est estimé de la même façon que dans la section 2.3.3. La perte de cohérence  $DC$  observée entre deux signaux  $\tilde{\Theta}$  et  $\Theta$ , s'exprime à partir du coefficient de corrélation conduisant à maximiser la fonction  $CC(t_S)$  (voir Eq. 2.1). La perte de cohérence observée entre ces deux signaux est par conséquent calculée au moyen de l'équation 3.4.

$$DC(t) = 1 - CC(t_{S,max}) = 1 - \frac{\int_{t-T_f/2}^{t+T_f/2} \Theta(t') \tilde{\Theta}(t' + t_{S,max}) dt'}{\sqrt{\int_{t-T_f/2}^{t+T_f/2} \Theta^2(t') dt' \int_{t-T_f/2}^{t+T_f/2} \tilde{\Theta}^2(t') dt'}} \quad (3.4)$$

L'approche proposée ici étant fortement similaire à celle utilisée dans la section 3.2.4, nous définissons les fenêtres de discrétisation de la même manière, sans appliquer les tests ayant contribué à optimiser les paramètres de la méthode de CWI. Nous utilisons donc des fenêtres chevauchantes d'une durée  $T_f$  de 6.5  $\mu\text{s}$  présentant un fort recouvrement de 80%.

#### Mise en évidence simultanée d'une perte de cohérence et d'un retard de temps de parcours entre signaux synthétiques

Les mesures de la figure 3.17 prouvent en premier lieu qu'une perte de cohérence (représentée dans cette section en rouge) est mesurée conjointement aux retards de temps de parcours (représentés en bleu) pendant la déformation élastique de l'échantillon. Les mesures présentées dans les sous-figures de gauche sont obtenues en utilisant le signal enregistré au capteur faisant face à la source. En revanche, nous représentons à droite une moyenne spatiale des observations délivrées par le réseau de capteurs. En effet, pour un fenêtre de discrétisation donnée (ou bien un temps  $t$  dans le signal), nous moyennons les mesures (délais et perte de cohérence) calculées à partir des 32 enregistrements. Dans ce cas, à la fois la perte de cohérence  $DC$  et les délais  $dt$  augmentent quasi-linéairement avec le temps.

En revanche, les fluctuations temporelles de ces grandeurs physiques sont bien plus importantes lorsque nous analysons les enregistrements d'un unique capteur (Fig. 3.17, cas illustré à

gauche). De plus, les variations temporelles observées pour chacune des grandeurs sont très différentes. Cette dissemblance marque une différence de sensibilité : elle incite à distinguer les changements à l'origine de l'accumulation progressive de retards de temps de parcours (en bleu, Fig. 3.17) et ceux induisant peu à peu une perte de cohérence (en rouge, Fig. 3.17).

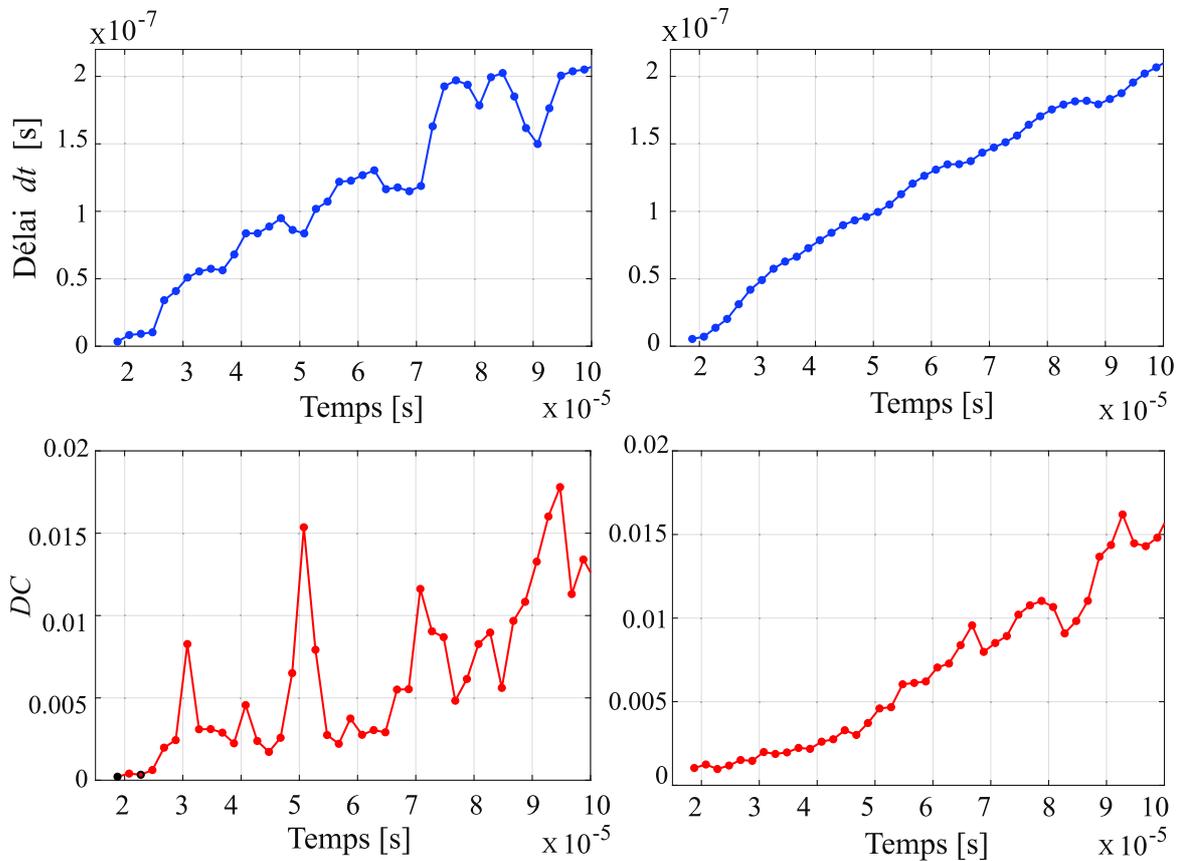


FIGURE 3.17 – Retards de temps de parcours  $dt$  (en bleu) et perte de cohérence  $DC$  (en rouge) mesurés en fonction du temps dans le signal. Les enregistrements analysés proviennent du modèle numérique, lorsque nous imposons un déplacement de  $75\ \mu\text{m}$  de la face supérieure de l'échantillon. Les deux grandeurs physiques sont mesurées au moyen de la méthode discrète de CWI, en utilisant des fenêtres chevauchantes d'une durée de  $6.5\ \mu\text{s}$ . Les résultats représentés à gauche sont obtenues en analysant les enregistrements du récepteur faisant face à la source. Les résultats présentés à droite sont obtenues en moyennant, pour chaque fenêtre de discrétisation, les mesures issues de l'analyse des 32 enregistrements du réseau de capteurs.

### Observation et comparaison des variabilités spatiales des deux grandeurs physiques

Afin d'analyser la variabilité spatiale<sup>2</sup> des retards  $dt$  et de la perte de cohérence  $DC$ , nous souhaitons attribuer une valeur à chaque capteur du réseau. De même que dans la section 2.4, nous moyennons donc les mesures relatives à chaque fenêtre de discrétisation. Nous normalisons enfin la fonction de la position obtenue, afin de faciliter la comparaison entre ces fonctions de la position.

Dans la figure 3.18, nous représentons la perte de cohérence (en rouge, à droite) et les retards de temps de parcours (en bleu, à gauche) mesurés à la fois au moyen des signaux synthétiques (traits continus) et au moyen des enregistrements des expériences de laboratoire (traits discontinus), en fonction de la position du capteur. Nous rappelons que nous nous limitons à l'analyse des signaux enregistrés lorsqu'un déplacement de  $75\ \mu\text{m}$  est appliqué à l'échantillon.

2. c.-à-d., le long du réseau de 32 capteurs

Les mesures sont fortement impactées par la distribution de trous. En effet, les inclusions circulaires (cylindriques dans le cas de l'échantillon réel) impactent significativement la déformation du milieu de propagation, ce qui se traduit par des fluctuations importantes des fonctions de la position qui sont corrélées avec l'emplacement des trous.

**Mesures numériques vs mesures des expériences de laboratoire** Nous commençons par comparer la variabilité des mesures de la simulation à celle des résultats des expériences de laboratoire (respectivement *courbes continues* et *courbes discontinues* dans la figure 3.18).

Dans le cas des délais (en bleu), la variabilité spatiale observée est similaire pour les deux approches. Les courbes obtenues pour la perte de cohérence sont bien moins ressemblantes. Dans les deux cas analysés, nous montrons que la perte de cohérence accumulée dans le signal est maximale à proximité de la face supérieure de l'échantillon, c'est-à-dire à l'endroit où le déplacement  $\delta$  est appliqué au système. Nous rappelons que nous avons mis en évidence de manière numérique, aux extrémités de la zone de chargement, des concentrations de contrainte. Le critère de Von Mises, choisi pour caractériser le comportement élastique du matériau, n'est donc plus vérifié dans cette zone restreinte (voir Fig. 3.9). En revanche, la différence de comportement mise en évidence à proximité de la partie inférieure des échantillons, suppose que certains mécanismes, ayant cours dans l'échantillon de laboratoire au cours de son chargement, ne sont pas restitués par le modèle. Nous tentons d'expliquer ces variations spatiales dans un paragraphe ultérieur.

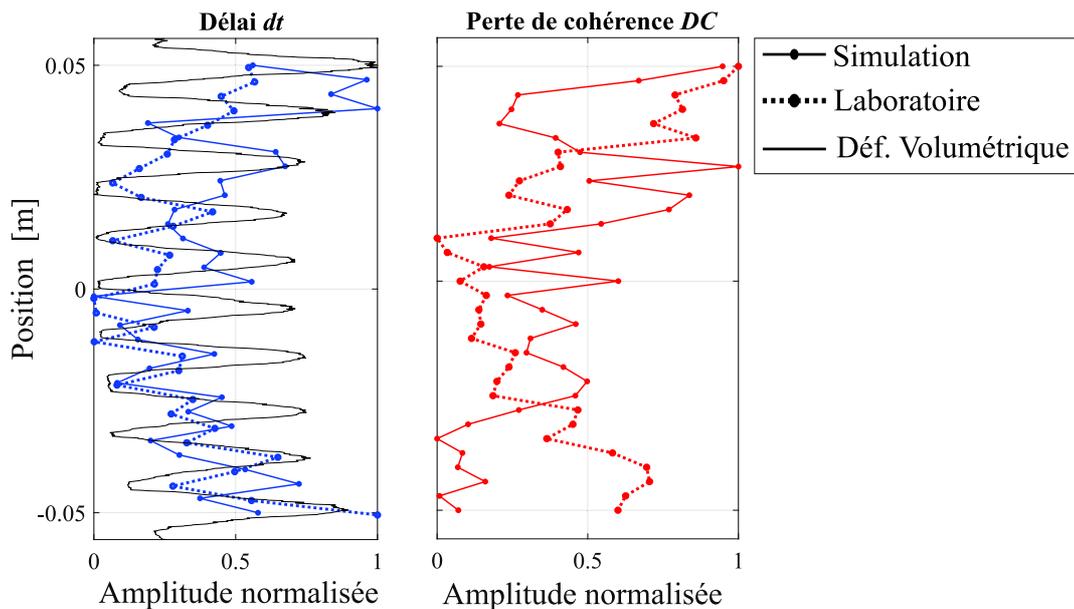


FIGURE 3.18 – Valeurs normalisées de la perte de cohérence moyenne et des retards de temps de parcours moyens (respectivement courbes rouge et bleue) en fonction de la position du capteur dans le réseau. Nous analysons une moyenne temporelle des mesures obtenues en chaque fenêtre de discrétisation d'un signal. Les mesures obtenues au moyen du modèle numérique (ligne continue) sont comparées à celles obtenues lors de l'expérience n°1 menée au laboratoire (ligne discontinue). Les mesures de délai sont comparées à une estimation locale de la déformation volumétrique obtenue en moyennant la trace du tenseur de déformation le long de bandes horizontales dont la largeur vaut deux fois la longueur caractéristique des éléments du maillage.

**Mesures des expériences de laboratoire : premier, second et troisième chargement** Au laboratoire, nous rappelons que nous appliquons trois chargements successifs au même échantillon de Duraluminium. Dans la figure 3.19, nous comparons les courbes obtenues au moyen des enregistrements de chacune de ces expériences. La superposition entre les trois fonctions de la position est satisfaisante pour chacune des grandeurs physiques analysées : à la fois pour les délais (en

bleu) et pour la perte de cohérence (en rouge). Au sujet de cette dernière, la figure suggère en particulier que la structure observée à proximité de la face inférieure du milieu de propagation n'est pas un artefact.

La superposition de ces fonctions traduit aussi la reproductibilité des mesures expérimentales de CWI, et donne de la consistance à ces observations. Elle conforte les conclusions apportées dans la section 3.2 au sujet de la répétabilité des mesures et de la réversibilité de la déformation de l'échantillon de Duraluminium.

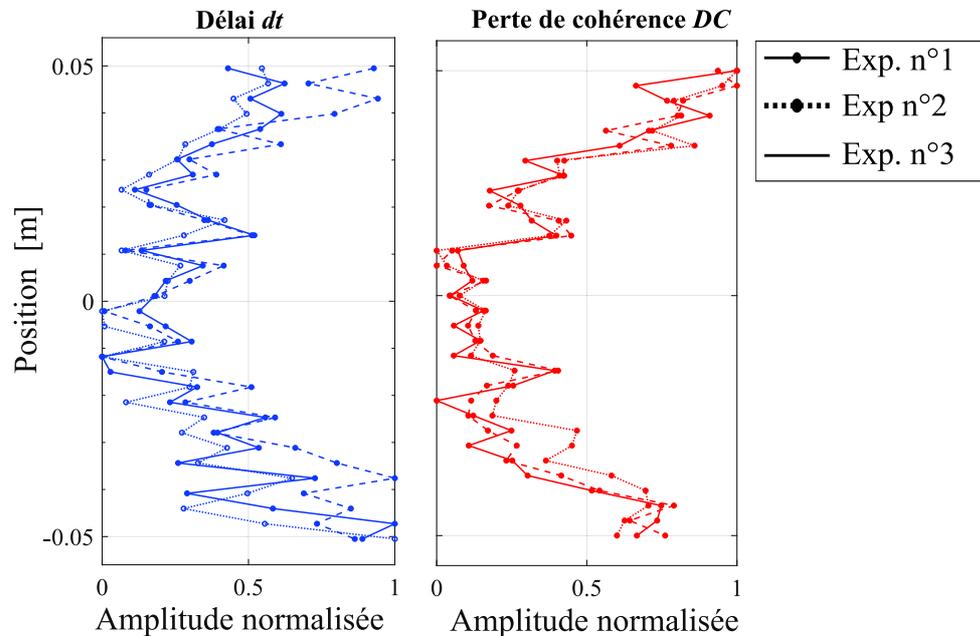


FIGURE 3.19 – Valeurs normalisées de la perte de cohérence moyenne et des retards moyens (respectivement courbes rouges et bleues) en fonction de la position sur le réseau de capteurs. Nous représentons une moyenne temporelle de l'ensemble des mesures obtenues à des instants  $t$  distincts dans le signal. Nous représentons les mesures obtenues au laboratoire au cours des trois expériences menées sur le même échantillon.

**Mesures de perte de cohérence vs mesures de retards de temps de parcours** La figure 3.18 montre finalement que les variations spatiales relatives aux deux grandeurs physiques analysées, c'est-à-dire la perte de cohérence et les retards de temps de parcours, sont peu ressemblantes. Bien que les deux mesures soient sensibles à la position des hétérogénéités, les comportements observés diffèrent, notamment à proximité de la face inférieure du milieu de propagation.

Les différentes structures mises en évidence montrent que ces deux grandeurs ont des sensibilités distinctes : nous souhaitons donc identifier les processus qui sont à l'origine de l'accumulation, au fur et à mesure que le champ d'onde propagé échantillonne le milieu de propagation, de l'une plutôt que de l'autre de ces grandeurs.

**Interprétation phénoménologique des variabilités spatiales observées** Afin d'interpréter les variations spatiales observées, et d'expliquer les différences de comportements soulignées, nous commençons par comparer les mesures de CWI à une grandeur mécanique permettant de caractériser l'évolution du système à une échelle similaire.

En supposant que l'échantillon est faiblement déformé au cours de l'essai uni-axial, la déformation volumétrique est évaluée numériquement au moyen de la trace du tenseur de déformation. Afin d'évaluer cette grandeur localement, nous moyennons les valeurs extraites dans une bande horizontale (dans la direction de l'axe  $X$ , voir Fig. 3.1) dont la largeur est égale au double de la longueur caractéristique des éléments du maillage,  $l_c$ . Dans la figure 3.18, nous représentons

cette moyenne en fonction de la position de la bande horizontale (voir Fig. 3.1).

Évaluer la déformation du milieu de propagation de manière locale permet en premier lieu de vérifier que les retards de temps de parcours sont sensibles à la déformation du système. Des structures similaires sont obtenues à l'aide des enregistrements synthétiques et des signaux des expériences de laboratoire (voir Fig. 3.18). Nous notons également la sensibilité commune de ces fonctions de la position vis-à-vis de la disposition des inclusions dans le plan  $(X, Y)$ .

Le lien entre ces fonctions de la position traduit la sensibilité des délais vis-à-vis de la déformation du système. Cette relation est ici mise en évidence à une échelle plus locale que celle étudiée dans la section 3.2. Pour un état de chargement donné du système, l'étude de la variabilité spatiale des retards de temps de parcours contribue à étudier la structure du champ de déformation.

D'autre part, nous montrons que la perte de cohérence est sensible à la zone où nous imprimons le déplacement à l'échantillon, et où une accumulation de contraintes suggère un endommagement local du milieu (voir Fig. 3.9). Dans le modèle numérique, nous imposons une condition de déplacement nul sur la face inférieure : cette condition au bord conduit à minimiser la perte de cohérence observée sur le bas du système. Dans les expériences de laboratoire, ce minimum n'est en revanche pas atteint à proximité de la face inférieure. Les mesures suggèrent que le bord inférieur de l'échantillon est également impacté par le chargement uni-axial appliqué au milieu depuis le haut de celui-ci. Nous interprétons cette augmentation de la perte de cohérence par l'existence d'une interaction mécanique entre l'échantillon et la base du dispositif expérimental. Nous proposons par conséquent que le bloc de Duraluminium est également raccourci par le bas.

À partir de l'étude proposée dans les paragraphes suivants, nous reviendrons sur la sensibilité de la perte de cohérence vis-à-vis de changements qui interviennent dans la structure du milieu. Néanmoins, les mesures de la figure 3.18 nous conduisent à proposer que la perte de cohérence observée contribue à nous informer sur l'évolution du milieu de propagation en indiquant ici la zone où nous imprimons la perturbation, à savoir le raccourcissement du milieu de propagation.

### 3.3.3 Modélisation numérique du changement de structure du milieu de propagation

Afin de compléter cette analyse de sensibilité, considérons à nouveau le modèle numérique proposé dans la section 2.4. Nous rappelons que celui-ci était dédié à étudier la sensibilité des retards de temps de parcours vis-à-vis de la déformation du système. Le milieu était pour cela déformé à l'aide de Code Aster, en déplaçant « **mécaniquement** » une des inclusions de l'échantillon. Nous souhaitons ici évaluer la sensibilité de la perte de cohérence accumulée par le champ d'ondes diffus, à un changement de la structure du milieu de propagation.

#### Comparaison de deux approches conceptuelles : perturbation « géométrique » et perturbation « mécanique » du milieu de propagation

Nous commençons par rappeler les principaux éléments caractéristiques de l'approche développée dans la section 2.4. Nous utilisons un ensemble de 75 récepteurs régulièrement distribués sur l'ensemble de la face de l'échantillon opposée à la source, celle-ci étant de fréquence centrale  $f_0 = 400$  kHz. La durée totale des signaux produits par Specfem2D est de  $3.0 \cdot 10^{-4}$  s. Cet ensemble plus dense de capteurs permettait d'étudier la variabilité des retards de temps de parcours le long de la face latérale du milieu. Les formes d'onde étaient comparées de manière itérative au moyen de la méthode discrète, pour laquelle les signaux sont discrétisés en fenêtres d'une durée de  $6.5 \mu\text{s}$  avec un recouvrement de 80%. La condition de chargement appliquée au moyen de Code Aster conduisait à déplacer l'une des inclusions circulaires de l'échantillon. Cette approche permettait notamment de produire un champ de déformation dont la structure était relativement hétérogène à l'échelle de l'échantillon (voir Fig. 3.20 (b)).

En employant les mêmes paramètres dans la modélisation de la propagation des ondes et dans la méthode de CWI, nous complétons cette analyse numérique en étudiant ici le cas où nous imprimons une perturbation « **géométrique** » au même milieu de propagation. Le milieu de « référence » demeure identique à celui considéré précédemment et une perturbation lui est toujours appliquée localement, en imposant le déplacement de la même inclusion circulaire. En revanche, différemment de ce qui a été proposé précédemment, nous imposons ce déplacement de manière à potentiellement susciter une forte variation de la structure de la grille de maillage (Fig. 3.20 (a)).

Le milieu « perturbé » est ainsi obtenu en discrétisant une seconde fois le maillage, après avoir modifié la géométrie de celui-ci et après avoir déplacé le groupe de nœuds (ou « entité physique ») définissant le bord de l'inclusion circulaire. Dans la section 3.3.3, nous tenterons de décrire l'impact de ce type de perturbation sur la structure du milieu de propagation, ou plus précisément, sur la structure de la grille de maillage utilisée pour simuler la propagation du champ d'onde.

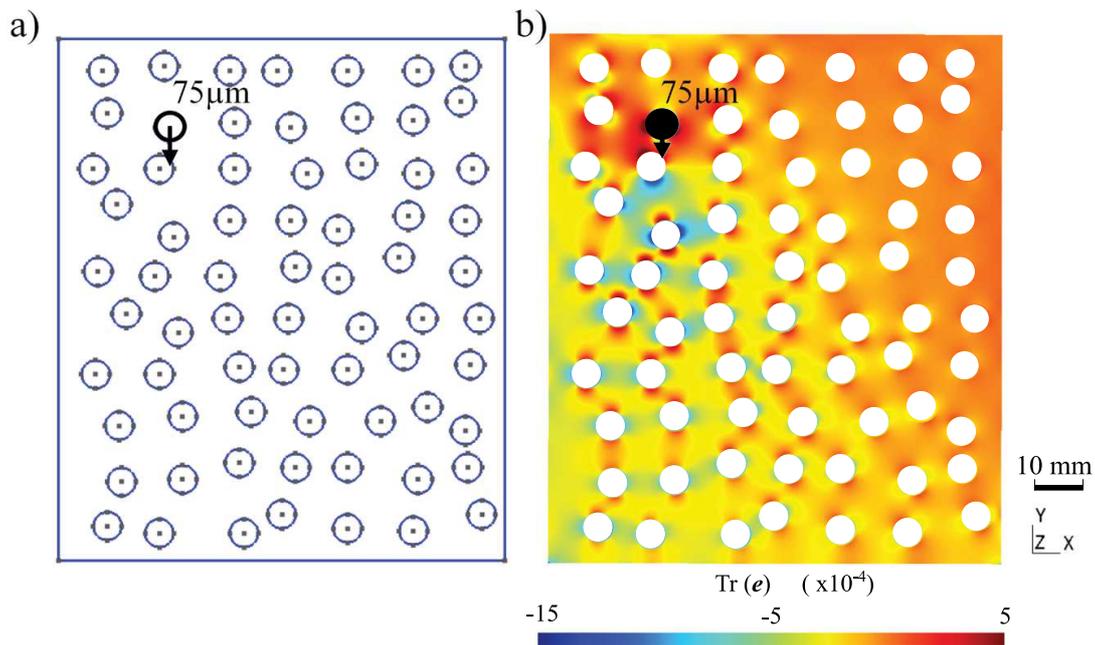


FIGURE 3.20 – Principe des expériences où un déplacement de  $75\mu\text{m}$  est appliqué à la limite de l'une des inclusions circulaires. Nous utilisons pour cela deux stratégies distinctes. (a) Le milieu « perturbé » est obtenu en décalant géométriquement la position du diffuseur circulaire de  $75\mu\text{m}$  avant que le maillage ne soit à nouveau discrétisé. (b) Le milieu « perturbé » est obtenu en déformant l'ensemble de la grille de maillage au moyen du code de déformation.

Nous bénéficions donc de la flexibilité du formalisme numérique proposé, afin de proposer une approche permettant de distinguer, pour une perturbation donnée du milieu de propagation, deux évolutions distinctes de la *structure* de celui-ci.

- La forme du système dans son état de « référence » est identique dans les deux situations modélisées.
- Nous appliquons la même condition de chargement dans les deux approches.
- Les moyens employés pour passer de l'un à l'autre de ces états de chargement diffèrent d'un modèle à l'autre : d'une part, nous déformons le maillage de manière élastique, d'autre part, nous recomposons intégralement la structure de la grille de maillage.

Ainsi, on peut s'attendre à ce que les processus mobilisés, leur impact sur la structure du maillage et *in fine*, sur les mesures de CWI, diffèrent significativement d'une approche à l'autre.

### Évolution de la perte de cohérence DC

Il est particulièrement intéressant d'étudier l'effet d'une telle perturbation sur la perte de cohérence mesurée entre les signaux, et de comparer son impact sur les retards de temps de parcours à celui observé lorsque nous suscitons la déformation plus ou moins homogène du milieu de propagation.

En comparant la forme d'onde de « référence » à celle enregistrée après que le milieu ait été perturbé, la figure 3.21 montre qu'une perte de cohérence est à nouveau accumulée progressivement dans le signal, au fur et à mesure que le champ d'ondes propagé échantillonne le milieu. Dans la partie (a), nous nous focalisons sur l'analyse des signaux enregistrés en un unique capteur faisant face à la source. D'autre part, nous analysons en (b) la variation temporelle d'une moyenne spatiale : le résultat affiché à un temps  $t$  donné est obtenu en moyennant les résultats provenant de l'analyse des enregistrements des 75 capteurs du réseau. De manière similaire à ce qui a été observé pour le chargement uni-axial de l'échantillon de Duraluminium, nous montrons que ces mesures spatialisées évoluent quasi linéairement avec le temps. En revanche, une représentation plus locale de cette fonction du temps (en (a)) conduit à observer des fluctuations plus importantes, avec des sensibilités locales qui n'apparaissent pas dans la sous-figure (b). Ces mesures montrent que la partie tardive des formes d'ondes est particulièrement marquée par la perturbation appliquée au système.

De la même manière que pour les retards de temps de parcours (section 2.4), nous montrons que la perte de cohérence mesurée entre les signaux nous renseigne sur l'évolution locale du milieu. La figure 3.22 cartographie la perte de cohérence en faisant varier à la fois la position du capteur au sein du réseau (axe des ordonnées) et le temps dans le signal (axe des abscisses). L'amplitude de la perte de cohérence est représentée par la palette de couleurs. Les mesures montrent notamment que l'amplitude de la perte de cohérence est forte à proximité de la zone où nous modifions la géométrie du maillage.

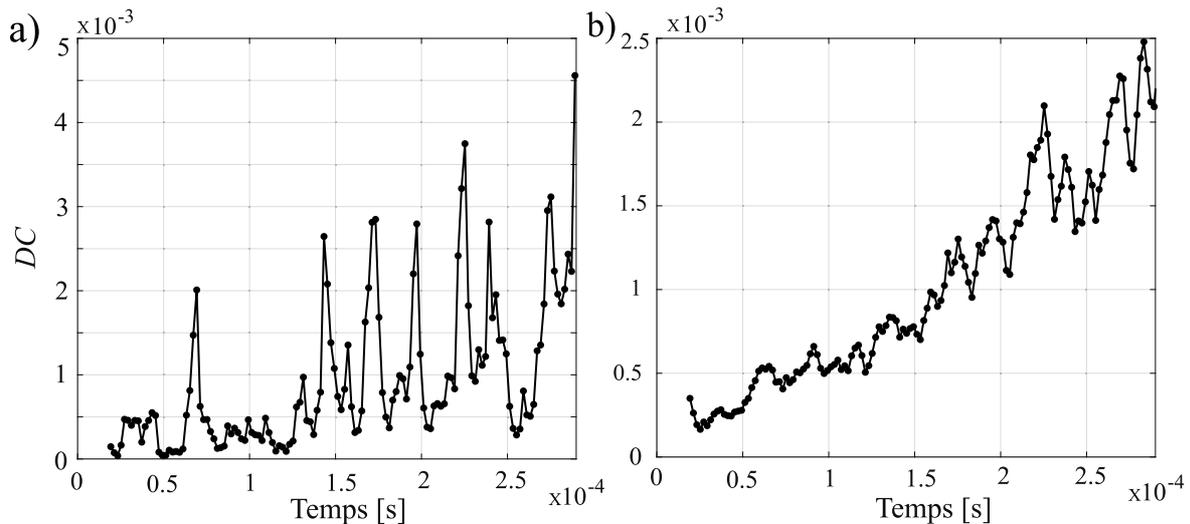


FIGURE 3.21 – La perte de cohérence  $DC$  est mesurée en fonction du temps dans le signal en comparant la forme d'onde de référence à celle enregistrée lorsque l'inclusion circulaire est déplacée de  $75 \mu\text{m}$ . Les mesures sont obtenues en analysant les formes d'ondes enregistrées au capteur faisant face à la source (à gauche) ou bien en moyennant les mesures obtenues à partir des enregistrements des 75 capteurs du réseau (à droite).

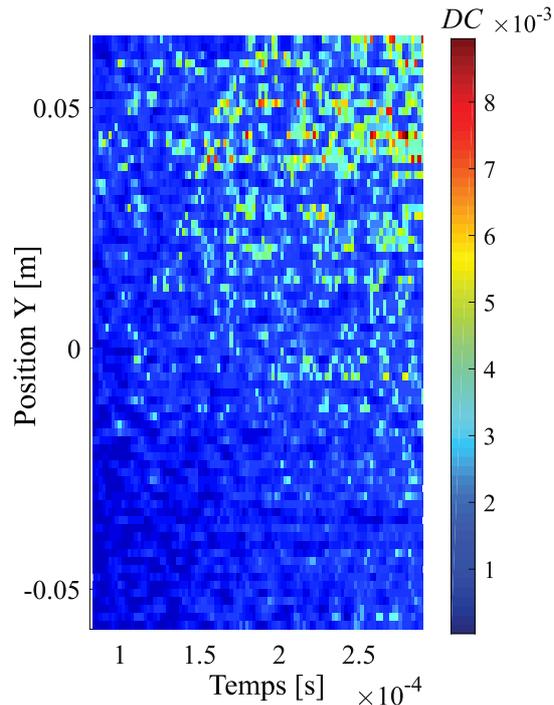


FIGURE 3.22 – Représentation spatiale et temporelle de la perte de cohérence  $DC$  mesurée par corrélation croisée de fenêtres de discrétisation d'une durée de  $6.5\mu\text{s}$ , en comparant la forme d'onde de référence à celle enregistrée lorsqu'un déplacement de  $75\mu\text{m}$  est appliqué au bord d'une inclusion circulaire. La perte de cohérence  $DC$ , dont l'amplitude est représentée par la palette de couleurs, varie en fonction du temps dans le signal (axe des abscisses) et en fonction de la position du capteur sur le réseau (axe des ordonnées).

### Évolution des retards de temps de parcours $dt$

Dans les mêmes conditions que dans le paragraphe précédent, la figure 3.23 cartographie les retards de temps de parcours  $dt$  à la fois temporellement (axe des abscisses) et spatialement (axe des ordonnées). L'amplitude du retard, c'est-à-dire ici le nombre de pas de temps  $T_s$ , est quantifiée par la palette de couleurs.

Ces mesures diffèrent significativement de celles analysées dans la section 2.4, lorsque nous induisons la déformation du milieu de propagation en déplaçant la même hétérogénéité de manière *mécanique*. Nous rappelons que les mesures relatives à cette expérience sont présentées dans la figure 2.26 et que le principe de cette approche est illustré dans la figure 3.20 (b). Nous notons ainsi une diminution globale de l'amplitude des délais  $dt$ , ainsi qu'une modification de la répartition spatiale de la grandeur. Nous mettons en évidence une baisse de 40% de l'amplitude des retards de temps de parcours, c'est-à-dire une diminution par rapport au cas de la perturbation *mécanique*. Cette différence d'amplitude est observée en moyennant les délais calculés en chaque fenêtre de discrétisation. À l'inverse des mesures de perte de cohérence, qui permettent de localiser la zone où nous appliquons la perturbation (voir Fig. 2.26), nous n'observons pas de structure cohérente dans les variations spatiales des retards de temps de parcours mesurés dans le cas de la perturbation *géométrique*.

### Observation et comparaison des variabilités spatiales des deux grandeurs physiques

Les variations spatiales et temporelles présentées dans les paragraphes précédents montrent qu'il est pertinent de spatialiser les mesures de manière similaire à ce qui a été proposé précédemment, par exemple dans la section 3.3.2 ou 2.4. À nouveau, nous choisissons de moyenner la perte de cohérence mesurée en chaque fenêtre de discrétisation, et normalisons la fonction de la position obtenue (Fig. 3.24). Nous distinguons un impact significatif de la perturbation appliquée sur la perte de cohérence.

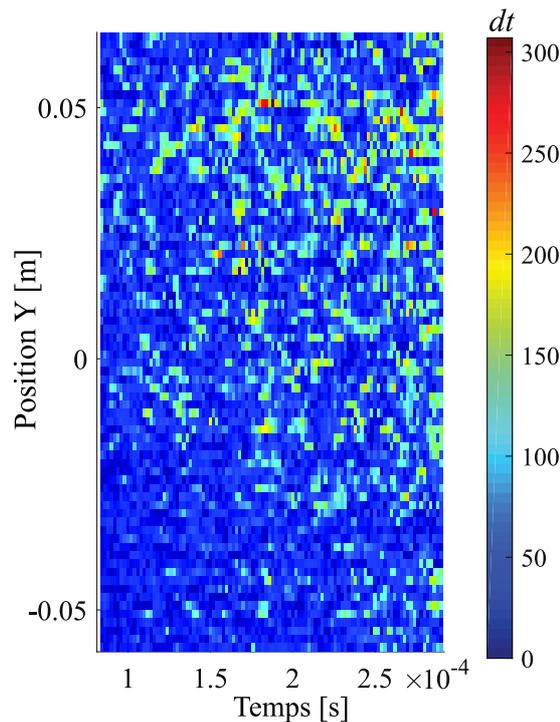


FIGURE 3.23 – Carte des retards de temps de parcours mesurés par corrélation croisée de fenêtres de discrétisation, en comparant la forme d’onde de référence à celle enregistrée lorsqu’un déplacement de  $75\ \mu\text{m}$  est appliqué au bord de l’inclusion circulaire. Les délais, dont l’amplitude est représentée par la palette de couleurs (nombre de pas de temps  $T_s = 0.1 \cdot 10^{-9}$ ), sont représentés en fonction du temps dans le signal (axe des abscisses) et en fonction de la position du capteur le long du réseau (axe des ordonnées).

La figure 3.24 confirme les observations effectuées dans la section précédente (chargement uni-axial de l’échantillon de Duraluminium, voir Fig. 3.18 p.ex.).

- Nous notons en premier lieu qu’une perte de cohérence est observée entre les signaux simultanément à des retards dans le temps de parcours des ondes.
- Ces grandeurs physiques sont empreintes de l’évolution locale du milieu de propagation de manière à ce que l’étude de leur variabilité spatiale, au moyen d’un réseau dense de capteurs, nous renseigne sur l’évolution du milieu à cette même échelle.
- L’analyse de leur variabilité spatiale, le long du réseau de capteurs, montre que chacune d’entre elles est sensible à des processus distincts.
- L’application d’une perturbation dite *géométrique* conduit à observer un signal de perte de cohérence significatif, dont la variabilité spatiale nous permet de localiser la zone où nous modifions la géométrie du maillage. Dans ce cas, nous mesurons des retards de temps de parcours plus faibles que lorsque nous appliquons la même perturbation mais de manière *mécanique*.
- De plus, nous rappelons que la perturbation *mécanique* de ce même milieu favorise l’apparition de délais dans la partie tardive des formes d’onde enregistrées, et que l’analyse de leur variabilité spatiale nous a permis d’étudier la structure du champ de déformation produit.

### Quels sont les processus à l’origine de l’observation d’un retards de temps de parcours $dt$ ou d’une perte de cohérence $DC$ entre les signaux?

Ayant constaté que les deux types de perturbations appliquées conduisaient à observer des comportements distincts dans les mesures de CWI, nous cherchons à identifier les mécanismes qui sont potentiellement mobilisés de manière préférentielle dans l’une ou l’autre des situations

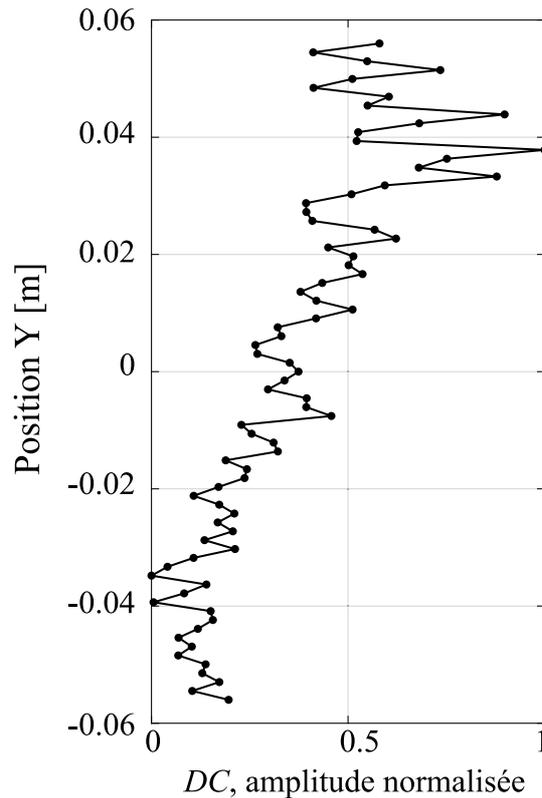


FIGURE 3.24 – Variation, en fonction de la position du récepteur, de la moyenne temporelle de la perte de cohérence  $DC$  mesurée le long du signal.

traitées, c'est-à-dire lorsque nous appliquons une perturbation *géométrique* ou *mécanique* au milieu. Nous voulons donc identifier les changements apparaissant dans la grille de maillage dans chacun des cas cités.

Nous comparons pour cela les grilles de maillage produites à proximité de l'inclusion circulaire déplacée. Un zoom à proximité de cette hétérogénéité (dont le bord est souligné par un trait épais) est présenté dans la figure 3.25 pour les deux cas traités : la perturbation qualifiée de *géométrique* (figure de droite) et la perturbation *mécanique* (figure de gauche). Dans chacune des images, nous superposons le maillage initial (en nuances de rouge) à celui obtenu après que l'inclusion ait été déplacée (en nuances de bleu).

La figure 3.25 permet en premier lieu de visualiser précisément la manière donc est maillé l'interface entre les trous et le milieu environnant. La figure montre en particulier que nous préservons la continuité du maillage : ceci permet de modéliser la propagation des ondes à travers l'ensemble du milieu, y compris les trous.

La figure 3.25 permet ensuite de visualiser l'impact des deux types de perturbations décrites sur le maillage. Nous proposons, au travers de l'analyse précédente, que la perturbation *géométrique* favorise une variation de la cohérence des signaux, et conduit à l'accumulation de retards de temps de parcours dans la partie tardive des signaux de manière moins importante que la perturbation *mécanique*. Les maillages présentés à droite suggèrent en effet que ce type de perturbation favorise la modification de la structure du milieu de propagation. Le nombre total d'éléments du maillage diffère : le maillage initial comprend 235 482 éléments et celui correspondant au milieu dans son état perturbé comprend 235 572 éléments. La figure de droite suggère que le maillage est modifié de manière désordonnée à proximité de la zone où la perturbation est appliquée. Nous notons que l'agencement des éléments du maillage varie fortement. La génération d'une seconde grille de maillage et la réorganisation désordonnée des nœuds conduit donc à un

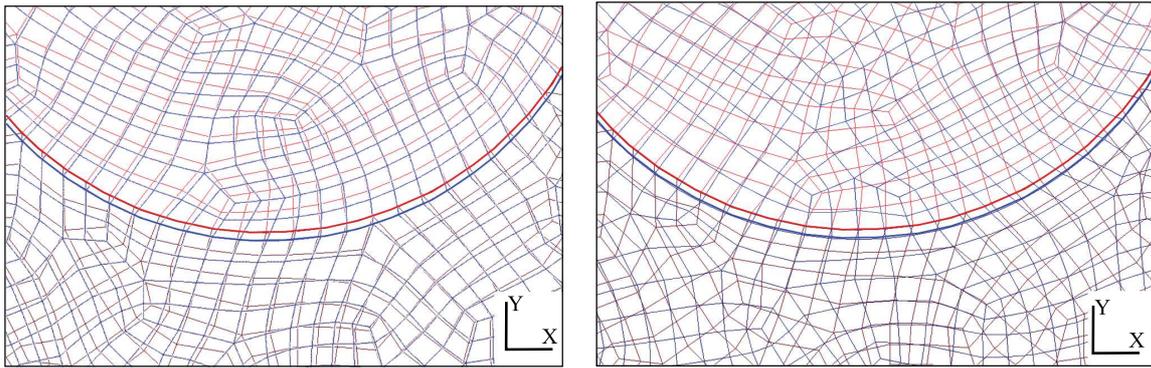


FIGURE 3.25 – Zoom dans la grille du maillage à proximité de l'inclusion circulaire déplacée, dont le bord est marqué par un trait épais. Le maillage de initial (en nuances de rouge) est superposé à celui obtenu après que l'inclusion ait été déplacée (en nuances de bleu). Gauche : cas du déplacement « mécanique » de l'inclusion. Droite : cas du déplacement « géométrique » de l'inclusion.

changement local de la structure du milieu de propagation. Un tel processus peut reproduire de manière conceptuelle la perturbation causée par un endommagement irréversible du milieu lié, par exemple, à sa micro-fissuration.

En revanche, lorsque le milieu est déformé de manière *mécanique* (cas illustré à gauche), nous mobilisons de tels processus de manière moins importante. Dans ce cas, la structure est déformée élastiquement au moyen de Code Aster : le maillage est modifié uniformément, sans que le nombre total d'éléments soit affecté. Notons toutefois que la perturbation *mécanique* induit un réarrangement de certains éléments du maillage.

Ainsi, les processus décrits ne sont pas exclusifs à l'une ou l'autre des deux situations étudiées : dans les deux cas, nous mesurons des retards de temps de parcours et une perte de cohérence entre les signaux. En revanche, chacune des perturbations modélisées permet de mobiliser *préférentiellement* la déformation cohérente et uniforme de la grille de maillage, ou bien un changement dans la structure de la grille de maillage.

### 3.3.4 Conclusions

En appliquant une méthode discrète de CWI aux signaux enregistrés au cours de la déformation du milieu, nous avons observé qu'une perte de cohérence est progressivement accumulée dans la partie tardive des signaux, en plus d'un retard dans le temps de parcours des ondes. L'analyse des enregistrements délivrés par un réseau dense de capteurs suggère que la mesure de chacune de ces grandeurs résulte de mécanismes distincts. À partir de deux approches distinctes et complémentaires, nous cherchons donc à identifier, pour une perturbation donnée du milieu de propagation, quels sont les changements causant l'observation de chacune de ces grandeurs physiques.

- Nous comparons les mesures d'expériences de laboratoire et de simulations, dans le cas de la déformation élastique d'un échantillon fortement diffusif de Duraluminium.
- Nous confrontons les mesures issues de deux modèles numériques qui permettent, pour une même perturbation du milieu de propagation, de solliciter des mécanismes distincts au sein de la grille de maillage utilisée dans les codes de modélisation.

À l'aide des deux approches, nous constatons que la perturbation du milieu de propagation peut favoriser localement la mesure d'une perte de cohérence ou bien d'un retard dans le temps de parcours entre les signaux, en fonction des mécanismes sollicités par la perturbation.

Nos mesures suggèrent que les parties tardives des signaux comparés sont sujettes à une perte de cohérence lorsque le champ d'ondes diffus échantillonne une zone dans laquelle survient un

changement de structure. Les retards de temps de parcours sont sensibles à la déformation élastique du milieu de propagation. Lorsque la perturbation est localisée (p. ex., lorsque nous déplaçons une des hétérogénéités composant le milieu) ou bien lorsqu'elle est plus homogène à l'échelle de l'échantillon (p. ex., lorsque nous imprimons le déplacement de sa face supérieure), nous observons en particulier une relation entre la variation spatiale des retards de temps de parcours et celle de la déformation du milieu.

Finalement, ces deux approches ainsi que les résultats de la section 2.4, montrent que l'analyse de la variabilité spatiale de ces mesures de CWI nous informe sur la perturbation appliquée au système. Pour l'une comme pour l'autre de ces grandeurs physiques, nous constatons que l'étude des enregistrements d'un réseau dense de capteurs permet de nous renseigner sur l'évolution locale du système, pour un état de chargement donné de celui-ci. Lorsque le champ de déformation appliqué est fortement hétérogène à l'échelle de l'échantillon, cette analyse permet de localiser des changements en lien avec chacune de ces grandeurs : un signal fort peut être associé à la déformation locale du milieu de propagation ou bien au changement survenant dans la structure du milieu.

Les conclusions apportées par notre étude contribuent à une meilleure compréhension des processus impliqués dans les mesures de retards de temps de parcours ou de perte de cohérence, qui sont deux types de grandeurs physiques communément analysées au moyen des méthodes de CWI. Elles démontrent que l'analyse de ces deux grandeurs physiques délivre des informations complémentaires sur l'évolution du système.

### 3.4 Modélisation prospective de la déformation thermo-élastique d'un échantillon de granite

Les travaux présentés dans cette section du manuscrit font l'objet d'une publication dans la revue *Geothermal Energy* (Azzola et al., 2018a). Nous reprenons ici les résultats de l'étude et l'article correspondant est attaché en Annexe B, section B.2

#### 3.4.1 Chargement thermique cycle d'un échantillon de granite et modélisation prospective des effets du chargement

Au sein du réservoir géothermique fracturé, la compression/dilatation de volumes représentatifs de masse rocheuse, causée par des variations locales de contraintes, constitue une perturbation influençant les propriétés physiques du matériau, par exemple lors d'injections de fluide. Les changements de température et la déformation thermoélastique du milieu influencent eux aussi les propriétés des matériaux. Il est pertinent d'étudier les effets de tels mécanismes sur les mesures de CWI. En effet, comprendre l'influence des changements de température sur les propriétés physiques et mécaniques des roches de réservoirs est une question importante pour la surveillance des réservoirs géothermiques profonds tels que les systèmes de type EGS (Lu, 2018; Olasolo et al., 2016).

Nous nous concentrons donc dans cette section sur l'influence de la déformation thermoélastique du milieu de propagation sur les mesures de CWI, en étudiant le comportement d'un échantillon de granite de Westerley à la fois numériquement et au moyen d'expériences de laboratoire. Avant d'entrer dans les détails de l'étude, nous évoquons un certain nombre de généralités concernant le chargement thermique cyclique d'échantillons de granite.

Le granite constitue une roche représentative des réservoirs du fossé rhénan supérieur. Par exemple, sur le site de Soultz-Sous-Forêts (France, voir Fig.1.1) (Gerard and Kappelmeyer, 1987; Gerard et al., 2006), un réservoir granitique fracturé (Dezayes et al., 2005; Genter and Traineau, 1996; Hooijkaas et al., 2006; Villeneuve et al., 2018) est recouvert par une unité sédimentaire d'environ 1.5 km d'épaisseur (Aichholzer et al., 2016; Heap et al., 2017; Kushnir et al., 2018). Les cristaux présents dans un échantillon de roche granitique jouent un rôle prépondérant dans sa réponse thermique. En effet, la contrainte thermique d'une roche de granite entraîne la dilatation de ses minéraux et entraîne une accumulation de contraintes qui peuvent induire la micro-fissuration du matériau (Fredrich and Wong, 1986; Griffiths et al., 2018; Kranz, 1983). À une échelle moins locale, la stimulation thermique peut entraîner le développement de fractures (Huenges and Ledru, 2011), conduire à augmenter la perméabilité du réservoir (Siratovich et al., 2015) et de ce fait accroître l'efficacité du système géothermique.

Les cristaux et les inclusions minérales du granite jouent non seulement un rôle important dans la micro-fissuration thermique, mais agissent aussi comme des hétérogénéités, contribuant à la diffusion du champ d'ondes qui se propage dans le milieu. L'application de méthodes de CWI est donc appropriée au suivi de la déformation thermo-élastique de roches granitiques. Par exemple, Gret et al. (2006) ont utilisé des méthodes de CWI sur un échantillon de granite d'Elber-ton chauffé à 90 °C pour mesurer l'influence des changements de température sur la vitesse des ondes ultrasonores. Pendant le chauffage de l'échantillon, ils ont interprété les variations dans le temps d'arrivée des ondes diffuses par une diminution apparente des vitesses de propagation. Un comportement non linéaire est observé lorsque l'échantillon est chauffé de 70 à 90 °C. À ces températures, une augmentation du taux d'émission acoustique est également mise en évidence. Ces observations sont attribuées à la micro-fissuration thermique du matériau.

Des changements permanent et réversibles dans les propriétés de roches granitiques ont récemment été observés sur une plus grande plage de températures (Griffiths et al., 2018). Les auteurs ont suivi l'évolution d'échantillons de granite de Westerly à l'aide de mesures de CWI. Ce granite est un matériau particulièrement intéressant pour les applications en laboratoire, car il a

été étudié de manière approfondie (Brace et al., 1966, 1968) et ses propriétés physiques sont bien connues. La taille des cristaux du granite de Westerly est similaire à celle du « granite à deux micas » (Hooijkaas et al., 2006) qui abrite le réservoir profond exploité à Soultz-Sous-Forêts et à Rittershoffen, ce qui en fait un matériau représentatif.

Au moyen de mesures de vitesse, en surveillant les émissions acoustiques et en étudiant les mesures de CWI, Griffiths et al. (2018) ont suivi l'évolution du granite de Westerly pendant plusieurs cycles de chauffage, pour des températures variant de la température ambiante à 450 °C. Cette étude a conduit à étudier différents comportements mécaniques : des différences notables ont été observées entre le premier cycle de chauffage/refroidissement et les cycles ultérieurs. Des changements importants (et surtout permanents) dans les formes d'ondes enregistrées ont été mesurés au cours du premier cycle de chauffage. En revanche, les changements observés sont plus faibles et quasi réversibles au cours des cycles ultérieurs (Griffiths et al., 2018).

La modélisation numérique prospective de ces phénomènes contribue donc à améliorer notre compréhension des différents comportements observés, et permet de questionner les processus physiques à l'origine de ces mesures de CWI.

Les changements de température influencent considérablement les propriétés physiques du granite (Somerton, 1992). Ces effets comprennent, par exemple, une diminution des modules d'élasticité (Heard and Page, 1982), une augmentation de la porosité (David et al., 1999), une réduction de la résistance (Griffiths et al., 2017; Nasseri et al., 2007) et des changements de perméabilité (Chaki et al., 2008; Darot and Reuschle, 2000; Meredith et al., 2012). Mais l'influence des variations de température sur ces paramètres mécaniques est plus complexe à comprendre lorsque l'échantillon de roche est chauffé et refroidi de façon cyclique.

L'impact d'une perturbation thermique sur les propriétés mécaniques du matériau peut en effet varier d'un cycle à l'autre. Par exemple, Thirumalai and Demou (1974) ont surveillés la dilatation thermique cyclique de deux types de granites (« Halecrest » et « Charcoal » granite). Au cours du premier cycle de chauffage/refroidissement, leurs observations mettent en évidence la micro-fissuration de l'échantillon de granite sain alors que les cycles suivants ont eu un impact très réduit sur de tels processus. Puisque les réservoirs géothermiques consistent en des environnements thermiquement dynamiques, il est pertinent d'étudier les processus impliqués dans chacun de ces cycles de chauffage, afin d'envisager de surveiller ces phénomènes au travers de mesures de CWI.

Nous étudions dans cette section la signature de la déformation thermique du milieu de propagation sur la diffusion des ondes et sur les mesures CWI. En poursuivant une approche comparable à celle de la section 3.2, nous confrontons à nouveau les mesures de deux approches comportant les mêmes éléments : les résultats expérimentaux de Griffiths et al. (2018) sont comparés à ceux délivrés par un modèle numérique prospectif cherchant à reproduire les expériences en laboratoire.

### **3.4.2 Description des méthodes expérimentales et numériques**

#### **Résumé de l'approche expérimentale utilisée par Griffiths et al. (2018)**

Dans ce paragraphe, nous décrivons le dispositif expérimental et les éléments nécessaires à reproduire numériquement ces expériences. Une description plus exhaustive du dispositif expérimental pourra être trouvée dans l'article de Griffiths et al. (2018).

La figure 3.26 (a) présente l'appareillage expérimental employé pour étudier l'évolution d'un échantillon cylindrique de granite de Westerly (Rhode Island, USA) auquel ont été appliqués trois cycles répétés de chauffage et de refroidissement. Le diamètre de l'échantillon est de 20 mm et sa hauteur de 40 mm. Le granite de Westerly a été choisi car il a fait l'objet de nombreuses études. De plus, ses propriétés physiques et mécaniques sont bien connues et quasi isotropes (Lockner, 1998). Par ailleurs, plusieurs études suggèrent que les propriétés physiques et mécaniques du gra-

nite de Westerly sont influencées de manière permanente par la micro-fissuration thermique de l'échantillon, lorsque celui-ci est chauffé à des températures supérieures à 70°C (Griffiths et al., 2018; Nasser et al., 2007, 2009; Wang et al., 1989; Yong and Wang, 1980).

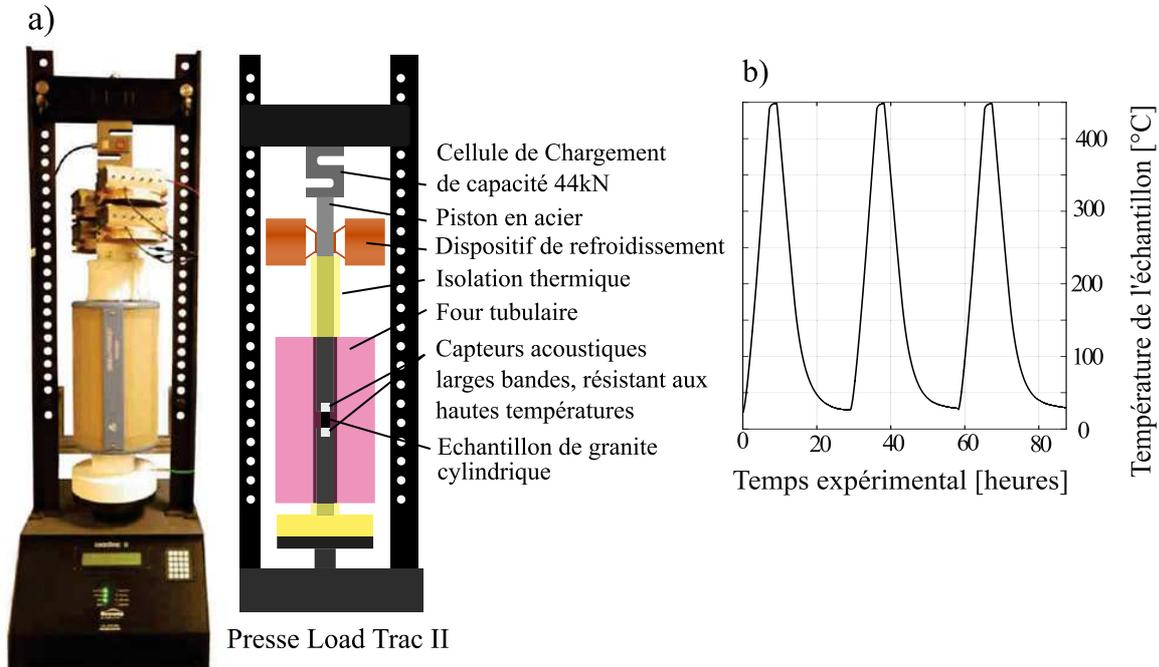


FIGURE 3.26 – (a) Photographie (gauche) et croquis (droite) du dispositif expérimental (modifié à partir de Griffiths et al. (2018)) dédié à étudier l'impact du chauffage cyclique d'un échantillon de granite de Westerly. L'appareillage se compose d'une presse uni-axiale, d'un four tubulaire et, pour les mesures de forme d'onde, d'une paire de capteurs acoustiques. Ces capteurs sont résistants aux hautes températures et à large bande. ils sont placés en contact direct avec les extrémités opposées de l'échantillon (voir Griffiths et al. (2018) pour une description plus détaillée des expériences). Le capteur acoustique du haut est la source et le capteur inférieur est le récepteur. (b) Évolution de la température mesurée au centre de l'échantillon, pendant les trois cycles de chauffage /refroidissement.

L'échantillon de roche a été maintenu entre deux pistons verticaux en acier inoxydable et résistant à la chaleur. Afin de maintenir les capteurs acoustiques en place, l'ensemble a été comprimé à l'aide d'une presse uni-axiale servo-commandée LoadTrac II (voir Fig. 3.26 (a)). Un four tubulaire, de 80 mm de diamètre, entourait l'échantillon et permettait d'imposer une zone de température constante. Le four a été programmé pour chauffer les échantillons de la température ambiante à une température maximale de 450°C. Cette température maximale est choisie afin de respecter la plage de fonctionnement des transducteurs acoustiques. Le chauffage était effectué à une vitesse de 1°C /min et avec une persistance de deux heures à 450°C. Le refroidissement était ensuite opéré à la même vitesse. La température a été mesurée au centre de l'échantillon à l'aide d'un thermocouple de 1.5 mm de diamètre. Celui-ci est inséré en perçant l'échantillon d'un trou de direction radiale. La figure 3.26 (b) décrit la variation temporelle, pendant les trois cycles de chauffage, de la température mesurée au centre de l'échantillon.

Au cours du chargement thermique, une paire de capteurs résistants aux hautes températures est utilisée pour les mesures acoustiques, comme le montre la figure 3.26 (a). Afin d'assurer un couplage constant entre les capteurs et l'échantillon, les deux transducteurs ont été maintenus en place en appliquant une force axiale. La force d'environ 100 N appliquée à l'échantillon conduit

TABLEAU 3.3 – Données du modèle numérique et valeurs des paramètres propres à la source et aux capteurs utilisés dans les expériences de laboratoire (capteurs haute température S9215 de Physical Acoustics)

		<b>Laboratoire</b>	<b>Simulation</b>
<b>Source</b>	<i>Discrétisation des signaux</i>	Impulsion sinusoidale	Ricker
	<i>Fréquence centrale <math>f_0</math></i>	200 kHz	200 kHz
<b>Récepteurs</b>	<i>Durée entre deux enregistrements</i>	17.5 s en moyenne	Chaque étape de charge
	<i>Longueur de signal</i>	2 ms	2 ms
	<i>Taux d'échantillonnage</i>	2 MHz	1 GHz
	<i>Pas de temps <math>T_s</math></i>	$5.0 \cdot 10^{-7}$ s	$1.0 \cdot 10^{-9}$ s
<b>Chargement thermique</b>	<i>Taux de chauffe</i>	1°C / minute	3°C / minute

à lui imposer une contrainte uni-axiale d'environ 0.3 MPa, compte tenu de son diamètre de 20 mm. Les deux capteurs acoustiques sont à large bande : ils ont une faible fréquence de résonance (de 100 kHz) et une plage de fréquences de fonctionnement de 80 à 560 kHz. À l'aide d'un générateur de signal, une impulsion sinusoidale de 200 kHz a été émise toutes les 50 ms au niveau du transducteur supérieur, à savoir la source. Le générateur déclenchait simultanément une carte d'acquisition permettant d'enregistrer des signaux au niveau du transducteur situé sur le bas. Ces enregistrements, d'une durée de 2 ms, sont obtenus à une fréquence d'échantillonnage de 2 MHz. Le tableau 3.3 récapitule les paramètres qui caractérisent la source et les récepteurs.

À température ambiante, la vitesse de l'onde P,  $V_P$ , et la vitesse de l'onde S,  $V_S$ , ont été mesurées à l'aide d'un appareillage distinct. Ces mesures ont été renouvelées avant et après chaque chauffage et refroidissement de l'échantillon. Les temps d'arrivée des ondes P et S directes sont mesurés à partir des enregistrements produits par deux paires de transducteurs piézoélectriques. La source et le récepteur sont positionnés de part et d'autre de l'échantillon. Une première paire est orientée parallèlement à l'échantillon afin de mesurer les premières arrivées de l'onde P. Une seconde paire est orientée quant à elle perpendiculairement afin de mesurer les premières arrivées de l'onde S. Pour les ondes P, une impulsion sinusoidale de fréquence 700 kHz est appliquée à la source. Pour les ondes S, la fréquence est comprise entre 100 et 500 kHz.

### Description du milieu numérique modélisant l'échantillon de granite de Westerly

Notre contribution aux travaux de laboratoire effectués au sein de l'institut par Griffiths et al. (2018) a consisté en la modélisation numérique de ces expériences. Le modèle numérique décrit ci-dessous vise à reproduire les conditions expérimentales du montage proposé par Griffiths et al. (2018). L'un des principaux enjeux de l'approche numérique est de proposer un milieu bi-dimensionnel, qui puisse reproduire fidèlement le comportement mécanique macroscopique de l'échantillon de granite réel, ainsi que ses propriétés de diffusion, tout en restant aussi simple que possible. Les dimensions de l'échantillon numérique sont identiques à celles de l'échantillon expérimental (40 x 20 mm). Le rapport de Poisson  $\nu$  et les vitesses des ondes P et S sont définis à partir des vitesses mesurées au moyen de l'échantillon intact de granite, à température ambiante. Le module d'Young  $E$ , la densité  $\rho$  et les propriétés thermiques de la roche (conductivité thermique isotrope  $\lambda_{ther}$ , coefficient de dilatation thermique volumique  $\alpha_V$  et capacité thermique spécifique  $c$ ) sont pris des études menées par Dwivedi et al. (2008); Heard and Page (1982); Maqsood et al. (2004); Schön (2011). Les paramètres mécaniques pertinents que nous avons retenu afin de caractériser les matériaux sont présentés dans le tableau 3.4.

TABLEAU 3.4 – Paramètres élastiques et paramètres thermiques des matériaux utilisés dans le modèle numérique. L'utilisation de ces paramètres vise à construire un modèle reproduisant le comportement mécanique et acoustique de l'échantillon des expériences de laboratoire. Le module d'Young, la densité et les propriétés thermiques de la roche proviennent de Dwivedi et al. (2008); Heard and Page (1982); Maqsood et al. (2004); Schön (2011)

<b>Vitesse des ondes</b>	$V_P$ [km/s]	4.89
	$V_S$ [km/s]	2.70
<b>Propriétés thermiques</b> (à 20°C)	Conductivité thermique isotrope $\lambda_{ther}$ [ $W.m^{-1}.K^{-1}$ ]	2.2
	Coefficient d'expansion thermique isotrope $\alpha_V$ [ $K^{-1}$ ]	$12 \cdot 10^{-6}$
	Capacité thermique spécifique à pression constante $c$ [ $J.kg^{-1}.K^{-1}$ ]	790
<b>Propriétés mécaniques</b>	Module de Young $E$ [GPa]	52
	Ratio de Poisson $\nu$	0.28
	Densité $\rho$ [ $kg.m^{-3}$ ]	2800

La longueur d'onde de l'impulsion sinusoïdale utilisée dans les expériences de laboratoire suppose que la majeure partie de la diffusion provient de réflexions multiples sur les limites de l'échantillon, plutôt que de réflexions sur les bords des nombreux cristaux composant l'échantillon de granite (Griffiths et al., 2018). La modélisation de cette expérience nécessite de reproduire ces conditions de propagation. Le milieu fictif ne reproduit pas en détail l'assemblage cristallin du granite de Westerly, mais nous modélisons les réflexions multiples du champ d'ondes sur les limites de l'échantillon. Lors de la simulation de la propagation des ondes, nous appliquons à cet effet des conditions de bord libre. La forme d'onde synthétique enregistrée à un récepteur donné est de ce fait la contribution de nombreuses ondes réfléchies qui ont parcouru de multiples trajets dans l'échantillon.

Le système est discrétisé à l'aide d'une grille bi-dimensionnelle comprenant 17 244 éléments dont la longueur caractéristique  $lc$  est de 0.5 mm. Le maillage satisfait aux critères décrits dans la section 2.2.4. En effet, son asymétrie maximale est de 0.62. La valeur est de fait inférieure à la limite de 0.75, ce qui permet de vérifier le critère portant sur l'asymétrie de la grille de maillage.

### Présentation du modèle numérique prospectif

**Modélisation de la déformation du système** De la même manière que pour les modèles décrits précédemment, nous chargeons le système de manière itérative et chaque étape de déformation consiste à la mise en œuvre d'une boucle comme celle illustrée dans la figure 2.1. Lorsque nous simulons la déformation du système, nous modélisons l'effet du chargement thermique appliqué à l'échantillon carotté, mais nous considérons aussi l'impact du chargement mécanique appliqué par la presse (Griffiths et al., 2018) : à chaque étape de chargement, nous augmentons donc de 10°C la température imposée au bord du système, tout en appliquant la pression de 0.3 MPa sur le haut de l'échantillon (voir Fig. 3.28). À chaque déformation de la grille de maillage, l'état initial du système est caractérisé par un champ de température homogène  $T = T_i$ , et nous imposons une température  $T = T_i + 10^\circ C$  aux bords de l'échantillon. Le problème thermique ainsi défini est résolu en employant l'équation 3.5.

$$\rho c \frac{dT}{dt} + \text{div}(-\lambda_{thm} \nabla T) = 0 \quad (3.5)$$

La conduction de la température à l'intérieur de l'échantillon est décrite dans un régime évolutif quasi-statique. La figure 3.27 représente la variation temporelle de la température mesurée au centre du milieu fictif, pendant que celui-ci est progressivement chauffé de 20 à 450°C. La par-

tie de droite décrit l'évolution de la température au cours d'une étape de déformation, lorsque la température est portée de 200°C à 210°C. Elle montre que la température diffuse progressivement au sein de l'échantillon, et que la durée de stabilisation est d'environ 100 s. Après environ 200 s, nous remarquons que le champ de température est homogène à  $10^{-3}$ °C. Nous considérons donc, en chaque étape de déformation, que le champ de température final est homogène : l'évolution du système est donc modélisée en régime quasi-statique. La vitesse de chauffage d'environ 3°C/min (selon Tab. 3.3) suffit à stabiliser la température à la fin de chaque phase de simulation. Dans les expériences de laboratoire, un tel équilibre thermique est décrit pendant le chauffage progressif de l'échantillon avec une vitesse de 1°C/min (Tab. 3.3).

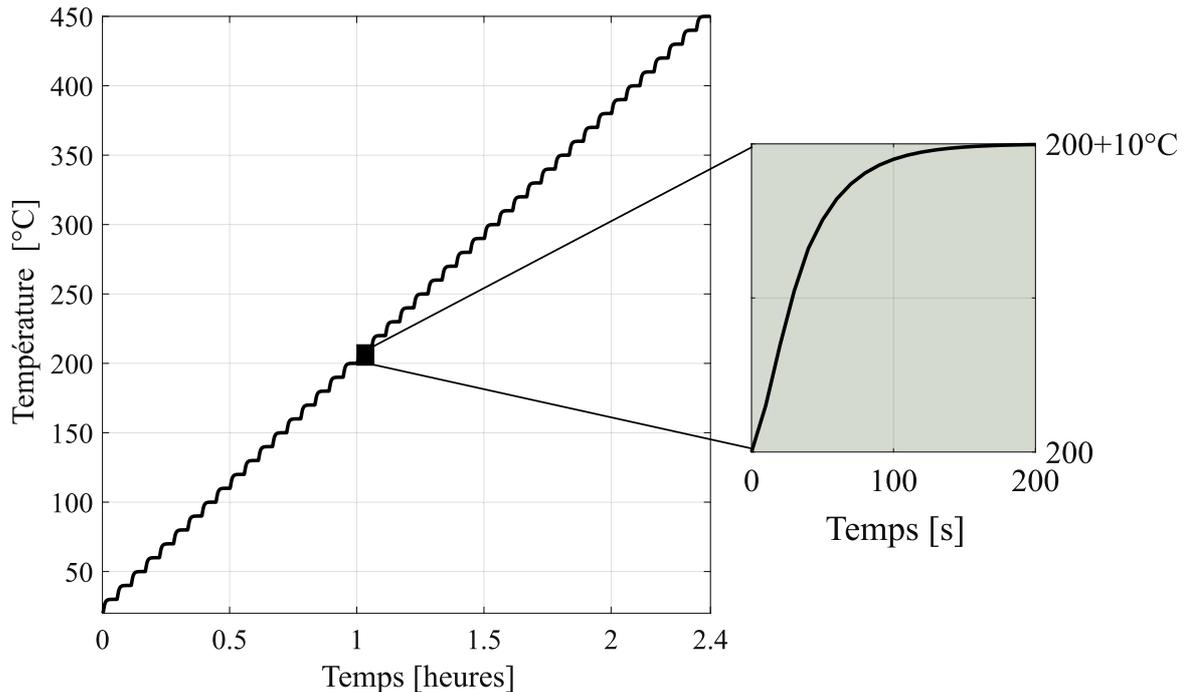


FIGURE 3.27 – Évolution temporelle de la température de l'échantillon fictif du modèle numérique : la température est calculée au centre de l'échantillon à l'aide de Code Aster, tandis que la température environnante est augmentée pas à pas de 20°C à 450°C par incréments successifs de 10°C. Pour une étape donnée du processus de déformation, pendant laquelle la température varie de 200 à 210°C, la sous-figure de droite montre que la température mesurée au centre de l'échantillon diffuse progressivement.

La modélisation de la déformation du système consiste en la résolution combinée d'un problème thermique et d'un problème mécanique. Par conséquent, Code Aster solutionne le problème mécanique en résolvant les équations d'équilibre et en utilisant le champ de température résultant du problème thermique comme un paramètre de l'équation 3.6. Cette équation implique le tenseur des coefficients élastiques  $C$ , la dilatation thermique volumique  $\alpha_V$ , la déformation totale  $e_{tot}$ , la température  $T$  et sa valeur initiale  $T_0$  (25°C). Compte tenu du cadre de nos expériences, nous négligeons les effets de la gravité dans ces équations. À chaque nouvelle étape de déformation, la grille du maillage est déformée en fonction du champ de déplacement calculé par Code Aster aux nœuds du maillage.

$$\text{div}[C(e_{tot} - \alpha_V(T - T_0))] = 0 \quad (3.6)$$

**Modélisation de la propagation des ondes** Specfem2D permet ensuite de simuler la propagation des ondes à travers la grille de maillage déformée. Une ondelette de Ricker, dont la fréquence centrale  $f_0$  est d'une valeur de 200 kHz, est envoyée dans le milieu à partir de la source. Le récepteur lui faisant face enregistre la forme d'onde synthétique. La figure 3.28 détaille la position de

la source et du récepteur, représente la fonction source appliquée et donne un exemple de forme d'onde enregistrée au récepteur. Le tableau 3.3 détaille les paramètres utilisés pour caractériser la source et le récepteur. Ces données sont comparées à celles relatives aux expériences de laboratoire.

Considérant ce choix de paramètres, nous mesurons un coefficient  $v_{CFL}$  de 0.28, inférieur au coefficient  $v_{CFL,max}$  de 0.5, ce qui assure la stabilité des calculs de Specfem2D (voir section 2.2.4 pour une description plus complète des critères employés). Les histogrammes du nombre minimum de points par longueur d'onde P et par longueur d'onde S, dont les distributions sont gaussiennes, sont centrés autour de 93 points par longueur d'onde S et autour de 169 points par longueur d'onde P, ce qui satisfait également au critère décrit dans la section 2.2.4.

Nous étudions l'influence de la déformation thermo-élastique réversible du milieu de propagation sur les délais mesurés par CWI. Dans un premier temps, nous ne modélisons pas l'effet du chargement thermique sur les vitesses des ondes propagées dans le milieu. Le seul paramètre évoluant au cours des étapes successives de déformation est, dans ce cas, la grille de maillage représentant en 2D l'échantillon des expériences de laboratoire.

Nous proposerons ensuite un ensemble de simulations complémentaires dans lesquelles nous modélisons l'effet de changements dans les propriétés physiques du matériau sur les vitesses des ondes propagées. Nous modéliserons pour cela l'impact des variations de température sur la valeur de la densité du granite et de ses modules d'élasticité. Cette complexification progressive du modèle nous permet de discuter de la contribution de chacun des effets modélisés sur les mesures de CWI.

### Surveillance de la déformation thermo-élastique de l'échantillon

Les mesures de CWI des expériences de laboratoire et des simulations reposent sur la mise en œuvre d'une approche d'étirement (ou « stretching technique », voir section 2.3.3 pour une description détaillée du principe de cette méthode de CWI).

La perturbation thermique appliquée à l'échantillon de laboratoire entraîne toutefois une évolution significative des formes d'ondes au cours du chauffage, si bien que la corrélation entre la première forme d'onde enregistrée et les formes d'ondes consécutives est faible. Par conséquent, il n'est pas possible d'appliquer efficacement la technique d'étirement afin de comparer de manière directe, chacun des signaux enregistrés avec un signal de référence unique (typiquement la forme d'onde enregistrée à température ambiante).

Ainsi, la forme d'onde enregistrée à une température donnée  $T = T_k$  est systématiquement comparée à celle mesurée précédemment, c'est-à-dire pour une température  $T = T_{k-1}$ . Cette comparaison conduit à mesurer le décalage temporel relatif de manière incrémentale. Notons  $\frac{dt}{t}(T_k, T_{k-1})$ , le retard relatif mesuré par étirement en comparant la forme d'onde enregistrée à la température  $T=T_k$  à celle enregistrée pour  $T=T_{k-1}$ . Le décalage temporel relatif global  $\frac{dt}{t}(T_k, T_0)$ , mesuré en comparant la forme d'onde enregistrée à une température  $T=T_k$  avec celle enregistrée à  $T_0$ , est alors calculé au moyen de l'équation 3.7.

$$\frac{dt}{t}(T_k, T_0) = \prod_{i=1}^k \left[ \frac{dt}{t}(T_i, T_{i-1}) + 1 \right] - 1 \quad (3.7)$$

Avant de justifier le développement de cette équation, rappelons qu'appliquer la méthode d'étirement revient à chercher le facteur d'échelle  $(1 + \frac{dt}{t})$  par lequel il faut multiplier l'axe des temps de l'une des traces pour obtenir le meilleur recouvrement avec la seconde. De ce facteur d'échelle, il est aisé de déduire le rapport  $dt/t$ . Griffiths et al. (2018) proposent d'estimer le facteur d'échelle à utiliser entre la trace enregistrée à  $T = T_k$  et la trace de référence (enregistrée à  $T = T_0$ ) de manière récursive.

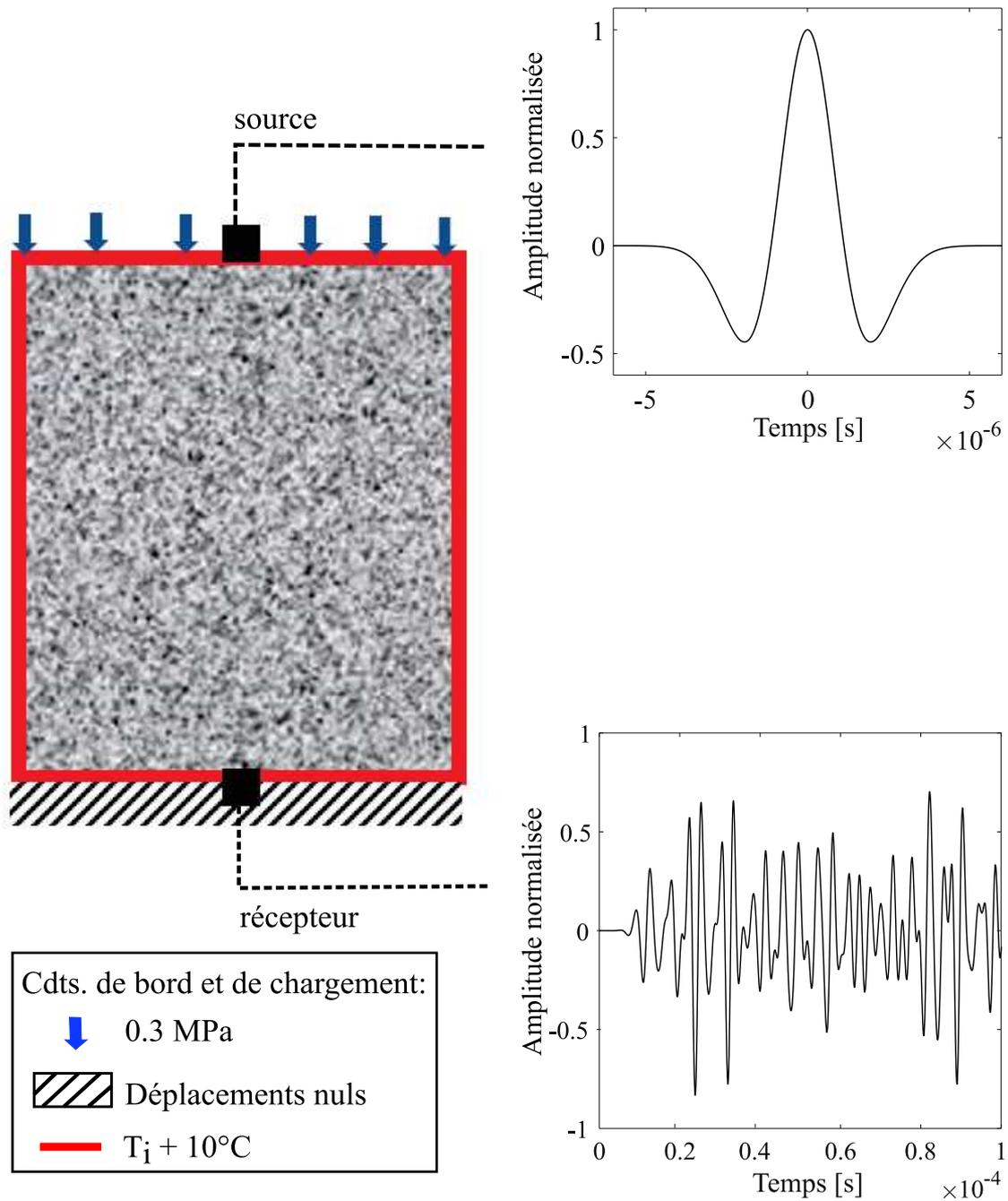


FIGURE 3.28 – Illustration du principe de l’approche numérique. En utilisant une méthode par éléments finis (Code Aster), une charge thermique et mécanique est appliquée progressivement à l’échantillon fictif du modèle numérique, étape par étape. Cet échantillon a des dimensions identiques à celles de l’échantillon expérimental (40 x 20 mm). À chaque nouvelle déformation, le chargement mécanique se compose d’une contrainte verticale de 0.3 MPa, et le chargement thermique consiste à appliquer une augmentation de  $10^\circ\text{C}$  de la température imposée aux bords. La propagation de l’onde est simulée à l’aide d’une méthode par éléments spectraux (Specfem2D). Une ondelette de Ricker (voir sous-figure en haut à droite) est émise dans le milieu par la source et est enregistrée du côté opposé.

Pour le premier incrément de température (c.-à-d. à  $T = T_1$ ), il s'agit simplement d'adapter le signal à celui de référence en appliquant un facteur d'échelle  $\left[ \frac{dt}{t} (T_1, T_0) + 1 \right]$ .

Pour le second incrément de température (c.-à-d. à  $T = T_2$ ), il s'agit d'abord d'adapter le signal à la trace mesurée à  $T = T_1$ , en employant le facteur d'échelle  $\left[ \frac{dt}{t} (T_2, T_1) + 1 \right]$ . Le signal est ensuite lui-même adaptée à la trace de référence, comme précédemment, en appliquant le facteur  $\left[ \frac{dt}{t} (T_1, T_0) + 1 \right]$ . Le facteur par lequel l'axe des temps doit être multiplié pour adapter le signal enregistré à  $T = T_2$  au signal à  $T = T_0$  (soit  $\left[ \frac{dt}{t} (T_2, T_0) + 1 \right]$  dans la méthode d'étirement) est donc le produit des deux facteurs précédemment mentionnés. En isolant le terme  $\frac{dt}{t} (T_2, T_0)$ , nous retrouvons bien l'expression proposée dans l'équation 3.7. En appliquant ce principe de manière récursive, nous obtenons donc l'expression proposée pour  $\frac{dt}{t} (T_k, T_0)$ .

Dans la simulation, les formes d'onde sont comparées par paires, en utilisant une approche d'étirement directe. La méthode est appliquée à l'ensemble du signal enregistré, d'une durée de 2 ms. Les formes d'ondes synthétiques sont faiblement perturbées par le chargement appliqué au système. Elles sont donc toutes comparées à la forme d'onde initiale, enregistrée à une température  $T_0$ .

De plus, nous employons dans le modèle numérique un réseau de 32 récepteurs uniformément répartis sur le haut de l'échantillon. L'analyse des formes d'onde enregistrées par chacun des capteurs permet d'étudier la variabilité spatiale des mesures. Nous calculons donc la dispersion des 32 estimations du décalage temporel relatif, ainsi que leur moyenne. Les fluctuations sont telles que l'écart-type représente en moyenne 8% du décalage temporel relatif moyen,  $\langle dt/t \rangle$ . Ce résultat suggère que la mesure est homogène, à l'échelle de l'échantillon. Nous notons en particulier que cette dispersion spatiale est moins importante que celle mesurée précédemment, lorsque nous appliquions un essai uni-axial à un échantillon hétérogène comportant un ensemble de diffuseurs (voir p.ex. section 2.3.4). Nous analysons donc ici l'évolution temporelle du décalage relatif moyen,  $\langle dt/t \rangle$ , calculé à partir des 32 estimations distinctes. Afin d'alléger les notations, nous noterons par la suite  $dt/t$  le résultat de ce calcul, en gardant toutefois à l'esprit qu'il s'agit d'une mesure spatialisée des observations délivrées à une échelle plus locale par les méthodes de CWI.

### 3.4.3 Vérification des hypothèses relatives au cadre de l'étude

#### Comportement acoustique des milieux étudiés

L'étude proposée dans cette section du manuscrit dispose de nombreuses similarités avec les expériences et les approches numériques déjà proposées dans les parties précédentes. La comparaison de mesures numériques avec des observations expérimentales nécessite de vérifier que l'échantillon numérique reproduit le comportement de l'échantillon de granite utilisé dans les expériences de laboratoire. Ici, nous commençons par caractériser les propriétés acoustiques des milieux. Nous utilisons pour cela les méthodes utilisées auparavant et décrites de manière détaillée dans la section 2.2.2.

La figure 3.29 décrit la variation temporelle de la représentation logarithmique et normalisée,  $\ln U(t)$ , de la fonction de densité d'énergie  $W(t)$ . Elle est calculée à partir des 0.3 premières millisecondes des formes d'onde originales, enregistrées en laboratoire (courbe noire) ainsi que dans la simulation (courbe rouge). Ces fonctions temporelles sont obtenues au moyen d'un échantillon non sollicité et en analysant les enregistrements délivrés par le capteur faisant face à la source. La comparaison entre les deux fonctions montre que le milieu fictif utilisé dans la simulation décrit adéquatement le comportement acoustique de l'échantillon de granite réel. Les inclusions minérales de l'échantillon de laboratoire contribuent toutefois à diffuser le champ d'ondes en plus des réflexions multiples aux bords de l'échantillon, ce qui peut expliquer la différence observée entre les deux comportements. En effet, la structure granulaire et minérale de l'échantillon de granite favorise la diffusion des ondes et conduit à stabiliser davantage les niveaux d'énergie.

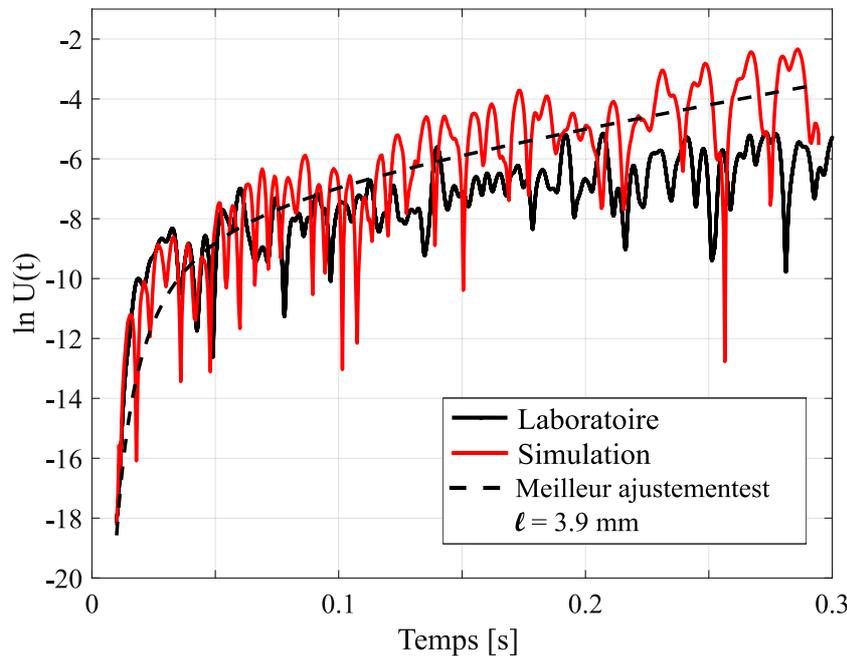


FIGURE 3.29 – Représentation logarithmique normalisée de la densité énergétique,  $\ln U(t)$ , calculée à partir des enregistrements de laboratoire (courbes rouges) et du modèle numérique (courbes noires). Nous utilisons les enregistrements délivrés par le capteur faisant face à la source, lorsque le milieu n'est pas sollicité. Le meilleur ajustement déterminé par une méthode des moindres carrés entre les observations et le modèle de diffusion (voir le texte pour plus de détails) est tracé sous la forme d'une courbe en pointillé.  $\ell = 3.9$  mm

En utilisant les méthodes décrites dans la section 2.2.2, nous estimons les coefficients  $a_1$ ,  $a_2$  et  $a_3$  impliqués dans l'expression de la forme linéarisée du modèle de diffusion choisi à titre de comparaison (voir Eq. 2.14). En appliquant une régression par moindres carrés afin d'adapter ce modèle de diffusion aux observations représentées dans la figure 3.29, nous mesurons en particulier le coefficient  $a_3$  à partir duquel nous calculons le libre parcours moyen  $\ell$ . Considérant les mesures du modèle numérique, celui-ci est d'une valeur de 3.9 mm. Le meilleur ajustement déterminé par la méthode des moindres carrés est tracé sous la forme d'une courbe discontinue.

L'application des techniques de CWI nécessite l'établissement d'un régime de forte diffusion. On rappelle que la condition nécessaire à l'évaluation d'une forte diffusion est que le libre parcours moyen  $\ell$ , la taille des défauts  $d$ , la distance source/récepteur  $D$ , et la longueur d'onde  $\lambda$  satisfont l'inégalité suivante :  $\lambda < d \leq \ell < D$  (Planes and Larose, 2013). Dans la configuration proposée, le libre parcours moyen  $\ell$  de 3.9 mm et la longueur d'onde  $\lambda$  de 12 mm, ne permettent pas de vérifier l'inéquation. Pour remplir cette condition, les expériences de laboratoire et la simulation auraient nécessité une source de fréquence plus élevée.

Afin de mieux comprendre quelles en sont les conséquences sur les résultats de CWI, nous avons réalisé des simulations dans lesquelles la fréquence de la source était augmentée :  $f_0 = 800$  kHz et  $f_0 = 1000$  kHz. La longueur d'onde calculée dans chacune de ces situations (respectivement  $\lambda = 3$  mm et  $\lambda = 2.4$  mm) et le libre parcours moyen qui a été réévalué dans chacun des cas, satisfont à l'inégalité mentionnée précédemment. Avec  $f_0 = 800$  kHz, la méthode d'ajustement conduit à mesurer un libre parcours moyen  $\ell$  de 5.6 mm et avec  $f_0 = 1000$  kHz, il est de 5.3 mm.

Pour les trois fréquences centrales considérées, nous représentons dans la figure 3.30 les mesures numériques de CWI correspondantes. Nous adaptons à ces mesures une régression linéaire, et notons  $\beta(f_0)$  les pentes respectives (exprimées en  $K^{-1}$ ). La figure 3.30 montre que les pentes me-

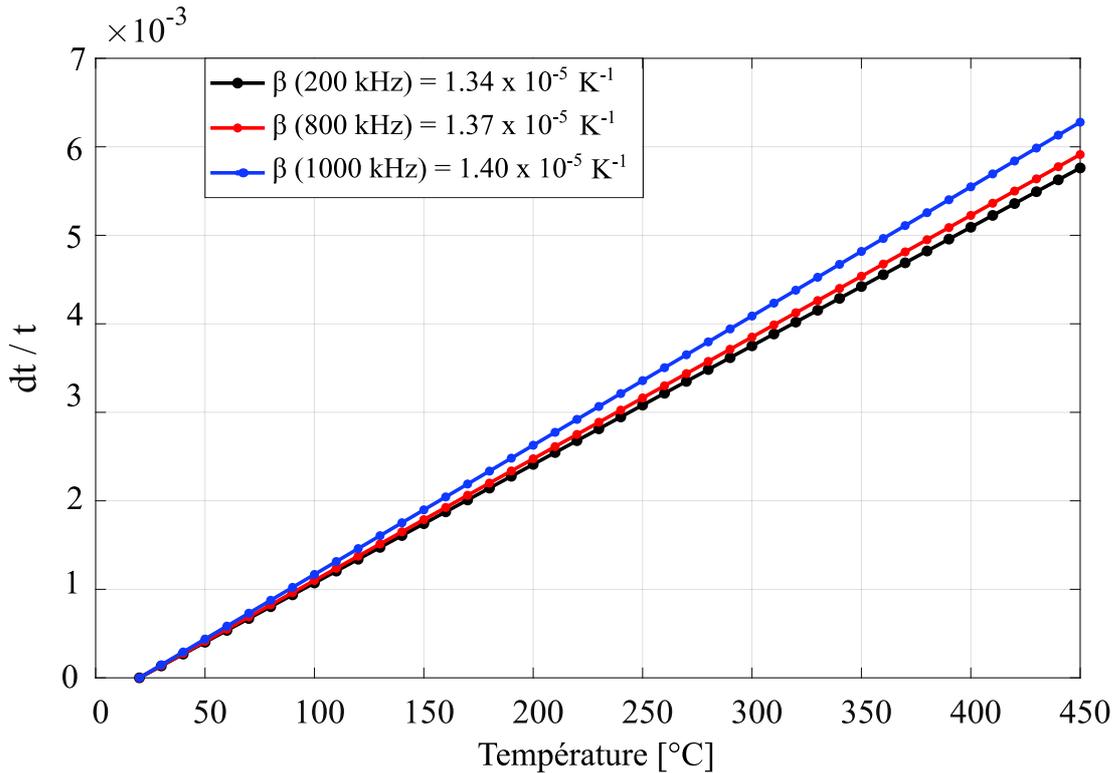


FIGURE 3.30 – Comparaison des mesures de CWI simulées, obtenues en utilisant trois sources de fréquences centrales différentes ( $f_0 = 200$  kHz,  $f_0 = 800$  kHz et  $f_0 = 1000$  kHz). Les retards relatifs sont mesurés par la technique dite d'étirement en comparant la forme d'onde enregistrée à une température  $T$  avec celle enregistrée à  $T_0$ . Une régression linéaire est ajustée aux mesures pour estimer les pentes  $\beta(f_0)$ .

surées à des fréquences plus élevées, soit  $\beta(f_0 = 800$  kHz) et  $\beta(f_0 = 1000$  kHz), varie de moins de 5% par rapport à la pente mesurée lorsque  $f_0 = 200$  kHz. Ce test démontre que, même si l'inégalité précédente n'est pas remplie lorsque  $f_0 = 200$  kHz, il est possible de déduire des informations pertinentes sur l'évolution du système en étudiant le champ d'ondes produit par la source de fréquence centrale 200 kHz.

### Comparaisons des comportements mécaniques des échantillons

**Chargement de l'échantillon fictif du modèle numérique** L'échantillon numérique vise également à reproduire le comportement mécanique de l'échantillon de granite utilisé dans les expériences de laboratoire. En supposant à nouveau la faible déformation de l'échantillon, la déformation volumétrique est estimée par la trace du tenseur de déformation, mesurée en chaque nœud de la grille de maillage au moyen de Code Aster. Pour une étape de déformation donnée, nous produisons une carte de la déformation volumétrique à trois instants distincts (voir Fig. 3.31). La première est produite au début du processus de chauffage ( $t = 10$  secondes), la seconde pendant que la température diffuse progressivement dans l'échantillon ( $t = 50$  s), et la dernière après stabilisation du champ de température ( $t = 170$  s). Chaque carte de la déformation volumétrique (images de la partie supérieure de la figure 3.31) est associée à un champ de température (partie inférieure de la figure). Nous rappelons que la figure 3.27 représente l'évolution temporelle de la température enregistrée au centre de l'échantillon.

L'évolution temporelle du champ de température décrit par la figure 3.31 permet d'observer la diffusion progressive de la chaleur au sein de l'échantillon. Nos mesures suggèrent que le champ de température et le champ de déformation associé se stabilisent après environ 100 s. Cette durée est cohérente avec le temps caractéristique de diffusion  $\tau_{diff}$ . Cette grandeur est estimée à partir du rapport entre le carré de la longueur caractéristique de diffusion et la diffusivité thermique

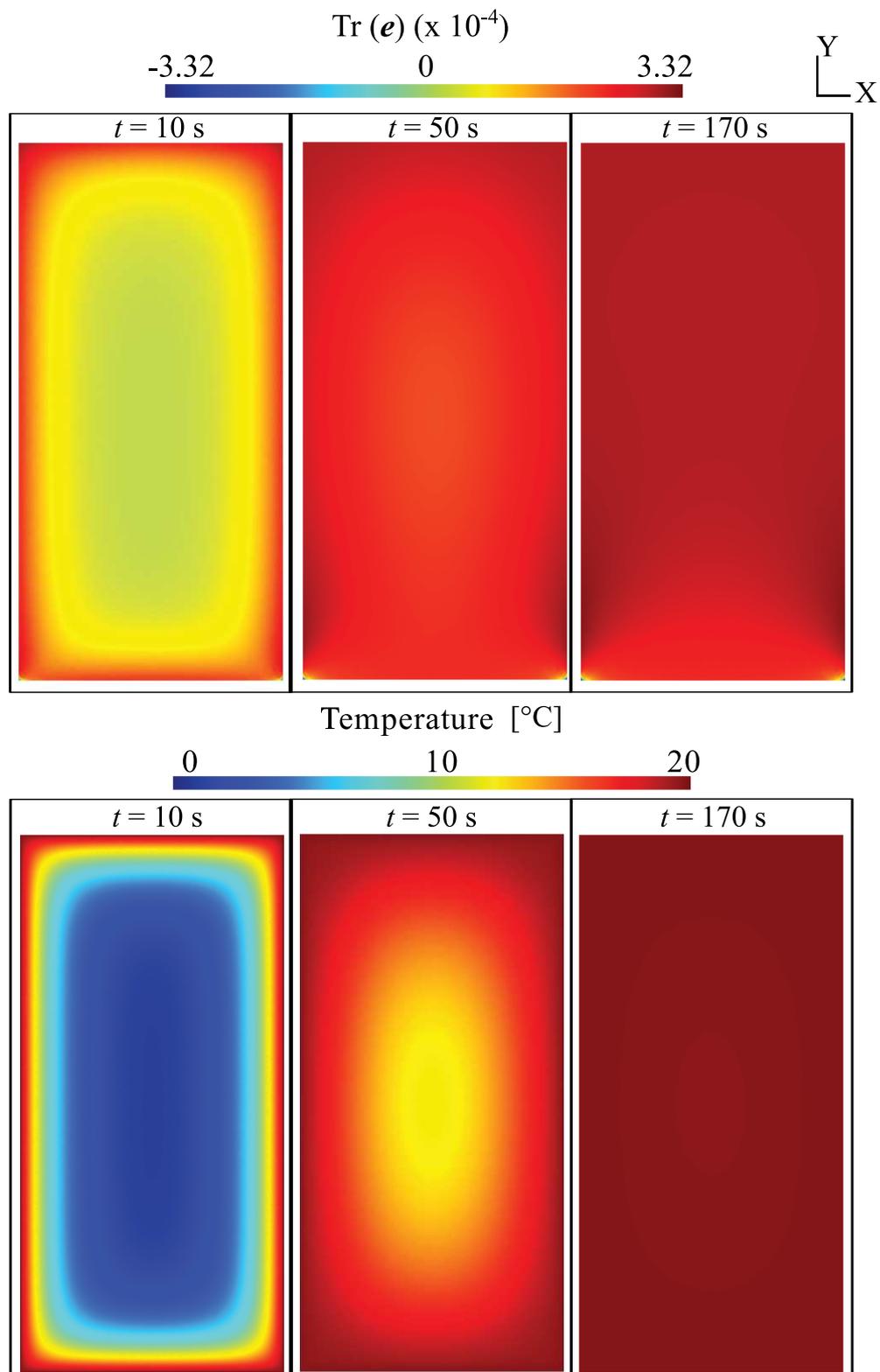


FIGURE 3.31 – La déformation volumétrique est estimée à partir de la trace du tenseur de déformation et est cartographiée numériquement (en haut) à différents instants  $t$  d'une étape de la procédure de chargement, c'est-à-dire lorsqu'un incrément de température de  $10^{\circ}\text{C}$  est appliqué aux bords de l'échantillon. Pour chaque carte de déformation volumétrique, nous montrons le champ de température correspondant (en bas).

$D_{diff} = \lambda_{ther} / (\rho c)$ . En utilisant les paramètres présentés dans le tableau 3.4, nous calculons une diffusivité thermique de  $10.0 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ . La longueur caractéristique de diffusion est déterminée par les dimensions de l'échantillon (40 x 20 mm). Nous mesurons ainsi un temps caractéristique  $\tau_{diff}$  de 100 s : il s'agit de la durée nécessaire afin d'uniformiser le champ de température dans l'échantillon bi-dimensionnel.

Les cartes générées à 170 s montrent que la déformation volumétrique mesurée au sein de l'échantillon est homogène. À proximité de la base du système, nous notons néanmoins que le champ de déformation est influencé par la condition de déplacement imposée dans Code Aster.

**Chargement de l'échantillon de granite des expériences de laboratoire** Les résultats obtenus en laboratoire montrent, contrairement aux mesures numériques, que la déformation thermique de l'échantillon s'accompagne de changements permanents dans la micro-structure de l'échantillon. Le comportement observé varie de plus en fonction du cycle étudié.

Lorsque l'échantillon est chauffé pour la première fois, un taux d'émission acoustique élevé est mesuré simultanément à une réduction importante (et le plus souvent permanente) de la vitesse des ondes (Griffiths et al., 2018). Au cours du premier cycle de chauffage, Griffiths et al. (2018) mesurent à 450°C une réduction de 50% de la vitesse de l'onde P par rapport à la valeur initialement mesurée à température ambiante. La diminution nette globale est de 40% après le refroidissement. Les auteurs mesurent de plus une diminution nette de 17% de l'amplitude des retards relatifs à la suite du premier cycle de chauffage/refroidissement. Ce comportement est attribué à la microfissuration du granite sain (Griffiths et al., 2018) et à l'évolution irréversible du système.

Les auteurs ont cependant observé que le second cycle de chauffage était associé à des émissions acoustiques moins importantes, et que les changements de vitesse y étaient quasi-réversibles. Un constat identique est tiré de l'analyse des mesures relatives au troisième cycle. Pendant ces deux cycles ultérieurs, le chauffage était associé à une diminution d'environ 10% des vitesses apparentes (par rapport à la valeur à température ambiante), et l'augmentation observée durant le refroidissement était similaire. Ce comportement réversible est attribué à l'expansion/contraction élastique du granite et de ses cristaux et à l'ouverture/fermeture des micro-fissures (Griffiths et al., 2018).

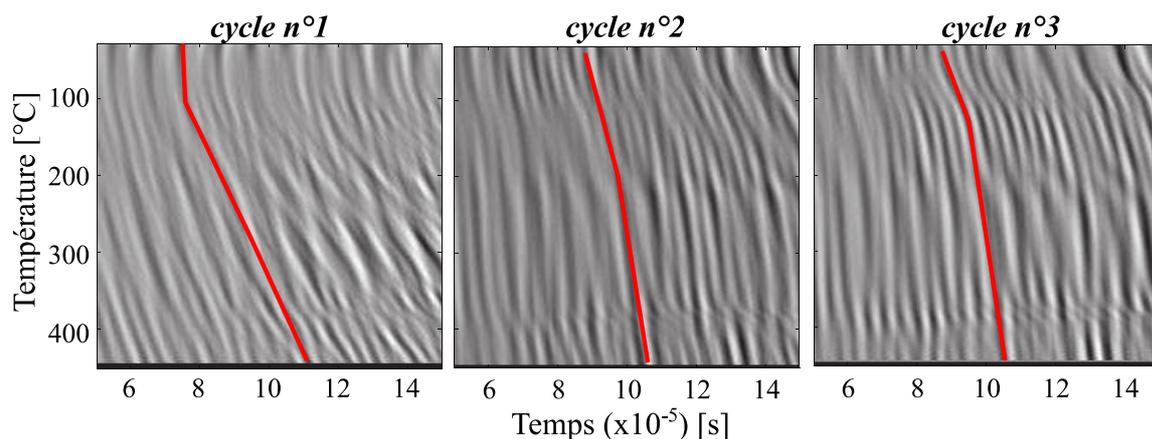


FIGURE 3.32 – Zoom dans une fenêtre de 100  $\mu\text{s}$  (de 50  $\mu\text{s}$  à 150  $\mu\text{s}$ , après les premières arrivées) dans les formes d'onde enregistrées en laboratoire pendant les trois cycles de chauffage. L'amplitude, représentée en niveaux de gris, est normalisée.

La figure 3.32 illustre cette variabilité de comportements au moyen des acquisitions acoustiques. Les trois figures sont obtenues en empilant les formes d'ondes originales enregistrées dans les expériences de laboratoire. Nous zoomons dans les signaux acquis lors du premier, du second et du troisième cycle de chauffage, sur une durée de 100  $\mu\text{s}$ , de 50  $\mu\text{s}$  à 150  $\mu\text{s}$ . L'axe des abs-

cisses correspond donc au temps dans le signal, celui des ordonnées représente la température de l'échantillon et le niveau de gris indique l'amplitude normalisée de la forme d'onde.

La figure 3.32 montre en premier lieu que le chauffage de l'échantillon induit un étirement physique des formes d'onde enregistrées. Lorsque la température de l'échantillon évolue, on montre en effet que les arrivées tardives semblent retardées. Lors du chauffage du matériau et de la dilatation thermique associée, cet étirement de la forme d'onde s'interprète par une diminution apparente de la vitesse des ondes se propageant dans le milieu. De la même manière que pour les figures 2.16 et 3.10, nous illustrons à nouveau l'objectif des méthodes de CWI appliquées : il s'agit de comparer les formes d'onde afin de quantifier le phénomène d'étirement observé.

La comparaison entre les trois sous-figures montre que l'amplitude de cet étirement diffère en fonction du cycle étudié. En prenant pour référence la forme d'onde enregistrée à température ambiante, nous montrons, au cours du premier cycle de chauffage, que l'amplitude du retard temporel augmente significativement à partir de 180°C. Une telle variation n'est pas observée au cours des cycles ultérieurs : pendant le second et le troisième chauffage, l'évolution des formes d'onde est plus uniforme.

Ainsi, ces mesures démontrent que l'évolution de l'échantillon est dominée, durant le premier cycle, par des changements non linéaires et irréversibles des propriétés du matériau. Ces observations sont liées à la micro-fissuration thermique de l'échantillon (Griffiths et al., 2018). Ces effets sont plus limités durant les cycles ultérieurs, suggérant qu'ils sont dominés par la déformation thermo-élastique du système. Compte tenu de ces observations, nous proposons de comparer les mesures de CWI du modèle numérique avec celles observées au cours du second et du troisième cycle de chauffage. En limitant ainsi l'étude, nous comparons les résultats de deux approches dans lesquels les échantillons présentent des comportements mécaniques comparables.

#### 3.4.4 Variations avec la température des mesures numériques et expérimentales

Nous rappelons que dans le cadre d'un premier modèle, les vitesses des ondes propagées dans le milieu numérique demeurent constantes. Dans la figure 3.33, nous représentons un empilement des formes d'ondes originales. Pour comparer visuellement les mesures numériques et expérimentales, nous zoomons dans des fenêtres d'une durée de 100  $\mu$ s. Dans le cas des enregistrements de laboratoire, nous nous concentrons sur l'analyse des mesures du second cycle de chauffage et la fenêtre est sélectionnée autour d'environ 0.1 ms (Fig. 3.33 (a)). Dans le cas des mesures numériques (Fig. 3.33 (b)), cette fenêtre est sélectionnée autour de 1.75 ms. La comparaison menée dans la figure 3.33 montre essentiellement que l'étirement des formes d'onde est moins prononcé au cours des simulations que pendant les expériences de laboratoire. En effet, afin d'isoler des fenêtres dans lesquelles il est possible d'observer un comportement similaire, nous devons zoomer tardivement dans l'un des signaux (autour de 1.75 ms pour les simulations), mais bien plus tôt dans l'autre (autour de 0.1 ms pour les expériences au laboratoire).

Si la figure 3.33 est destinée à comparer les enregistrements de manière visuelle, nous comparons maintenant les comportements observés de manière plus quantitative. La figure 3.34 démontre que les mesures numériques et expérimentales conduisent à observer une variation quasi linéaire des délais relatifs avec la température. La figure 3.34 permet également de mesurer la différence visualisée à partir de la figure 3.33. Ainsi, la pente de la régression linéaire ajustée aux résultats délivrés par le modèle numérique, notée  $\beta_1$ , est inférieure d'un ordre de grandeur à la pente  $\beta_2$  estimée au moyen des mesures de laboratoire :  $\beta_1$  (simulations) représente 8% de  $\beta_2$  (résultats du second cycle).

Notons que la pente  $\beta_1$  est égale au coefficient de dilatation thermique isotrope, qui constitue un paramètre d'entrée du code de déformation Code Aster. Le signal mesuré dans la simulation reflète la déformation isotrope de l'échantillon : nous avons parlé précédemment de *proxy* de la déformation.

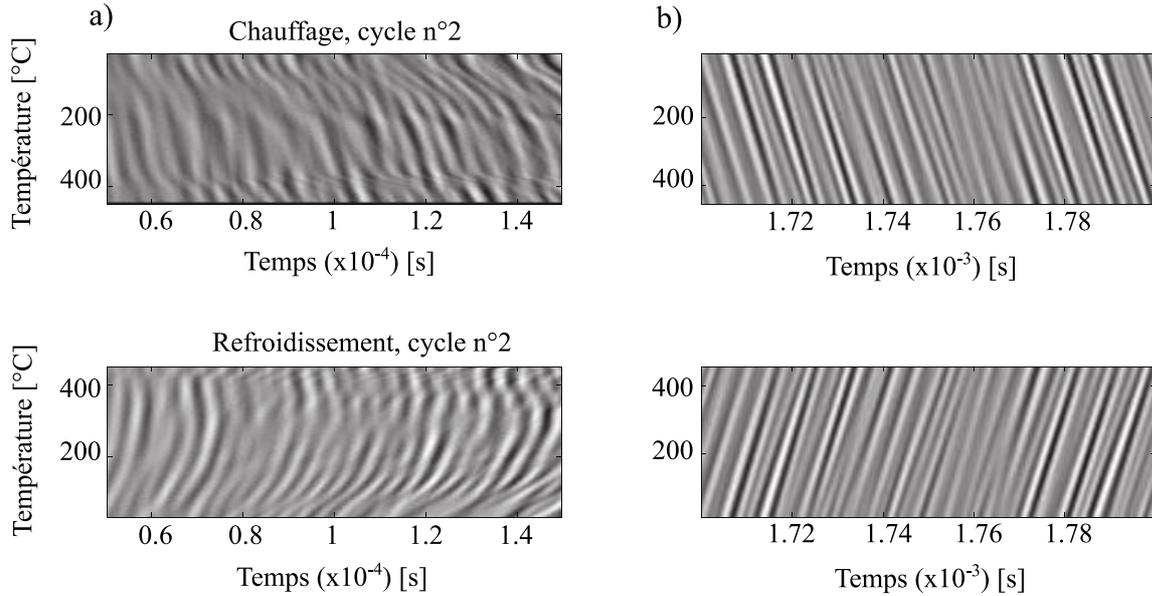


FIGURE 3.33 – (a) Zoom dans une fenêtre de 100  $\mu$ s (de 50  $\mu$ s à 150  $\mu$ s, après les premières arrivées) dans les formes d’onde enregistrées en laboratoire pendant le second cycle de chauffe. (b) Zoom sur les 100 dernières  $\mu$ s des formes d’ondes enregistrées dans la simulation.

Aussi, le rapport d’environ 1/12 observé entre les mesures numériques et expérimentales est similaire à celui mis en évidence lors de la compression uni-axiale de l’échantillon de Duraluminium. Lorsque la vitesse des ondes propagées était maintenue constante (voir les résultats décrits dans la section 3.2.3), nous avons montré que le signal synthétique représentait 11% de celui observé au moyen des expériences de laboratoire. À partir des deux approches prospectives proposées, nous montrons que la contribution aux mesures de CWI relative à la déformation *géométrique* du milieu de propagation est environ 10 fois plus faible que le signal observé au laboratoire.

### 3.4.5 Mesures numériques de CWI et surveillance de la dilatation thermique homogène de l’échantillon fictif

Dans le modèle numérique analysé jusqu’ici, nous supposons que les paramètres physiques du milieu tels que la densité, le module d’Young, le module d’élasticité ou bien encore le coefficient de dilatation thermique, ne dépendent pas de la température : la grille de maillage est le seul paramètre évoluant au cours des étapes successives de déformation. Dans la figure 3.35, nous étudions l’évolution des délais relatifs en fonction de la déformation volumétrique. Afin de calculer celle-ci, notamment dans le cas expérimental, nous employons l’équation 3.8 : cette relation permet de calculer la déformation volumétrique  $e_{vol}$  induite par un changement de température  $dT$ .  $\alpha_V$  est le coefficient de dilatation thermique volumique (indépendant de la température). Lorsque l’échantillon est chauffé, l’augmentation de la température s’accompagne donc de la dilatation du milieu et donc d’une augmentation de son volume : la déformation volumétrique mesurée est de ce fait positive.

$$e_{vol} = dVol/Vol_0 = \alpha_V dT \quad (3.8)$$

L’équation 3.8 est obtenue par intégration de l’équation 3.9, en supposant que le coefficient de dilatation thermique est isotrope, qu’il ne dépend pas de la température, et que les variations de volume sont faibles. Dans le cadre de l’étude proposée ici, nous supposons que ces hypothèses sont satisfaites.

$$e_{vol} = dVol/Vol_0 = \exp\left(\int_{T_i}^{T_f} \alpha_V(T) dT\right) - 1 \quad (3.9)$$

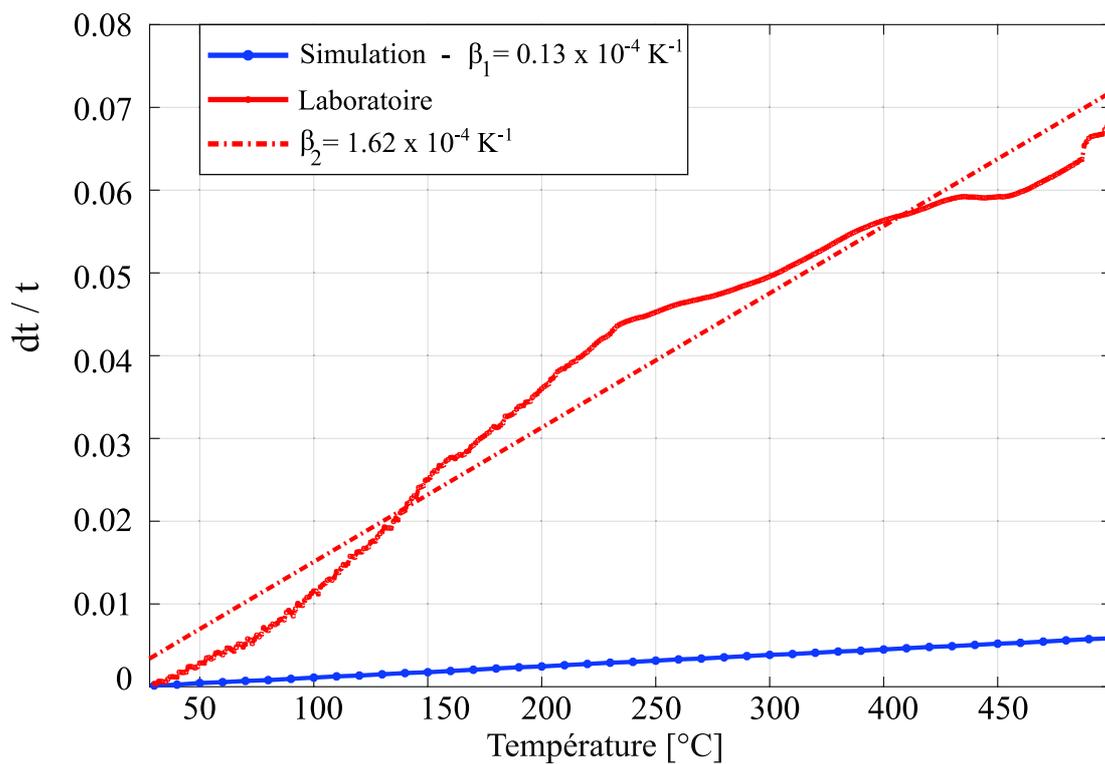


FIGURE 3.34 – Comparaison entre les mesures de CWI du modèle numérique et celles obtenues dans les expériences de laboratoire. Nous représentons les mesures de CWI obtenues en laboratoire (en rouge, courbe continue) pendant le second cycle de chauffe du granite de Westerly et les mesures du modèle numérique (en bleu) en fonction de la température mesurée au centre de l'échantillon. Les retards relatifs sont mesurés par la technique d'étirement. Une régression linéaire est ajustée aux mesures : la courbe bleue et la courbe rouge (discontinue) sont obtenues en ajustant un modèle linéaire aux mesures du modèle numérique et aux mesures des expériences de laboratoire respectivement. Nous estimons la pente des régressions linéaires, notées  $\beta_1$  et  $\beta_2$  respectivement.

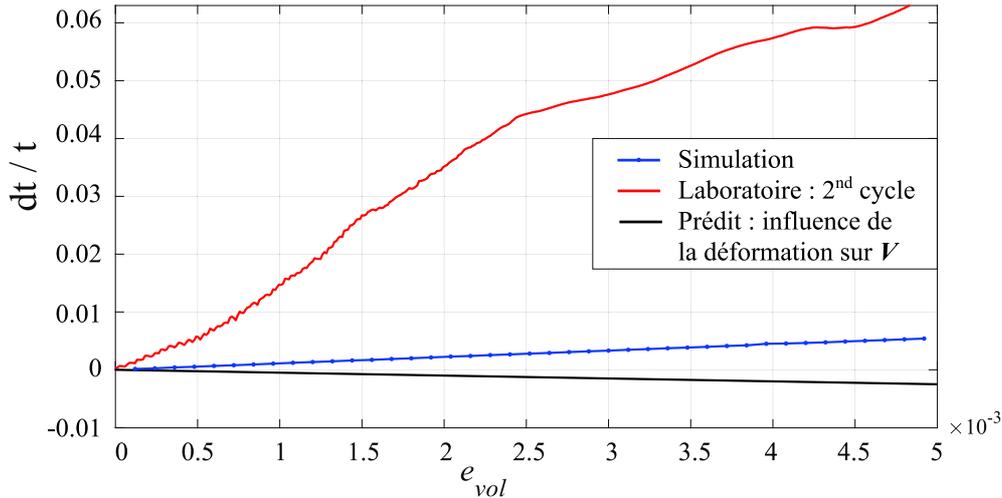


FIGURE 3.35 – Comparaison des mesures de CWI obtenues à l’aide du modèle numérique (en bleu) avec celles obtenues au travers des expériences de laboratoire, au cours du second cycle de chauffage (en rouge), et avec celles prévues par le modèle de contraction/dilatation temporelle (en noir). Nous représentons les délais relatifs  $dt/t$  en fonction de la déformation volumétrique. Les mesures sont adaptées par une régression linéaire de pente  $\beta = 13$  (cas des expériences de laboratoire), de pente  $\beta = -0.5$  (cas du modèle de dilatation/compression temporelle) et de pente  $\beta = 1.08 \pm 0.09$  (cas des mesures numériques).

Nous observons que les délais mesurés à l’aide du modèle numérique évoluent linéairement avec la déformation volumétrique (Fig. 3.35). La pente de la régression linéaire ajustée aux résultats numériques vaut  $1.08 \pm 0.09$ . L’incertitude sur la pente est évaluée de la même manière que dans la section 2.3.4, en mesurant un intervalle de confiance et en utilisant un intervalle de satisfaction à 90%. Cet intervalle de satisfaction est choisi au regard de la variabilité spatiale des délais relatifs mesurés au moyen des 32 capteurs du réseau. Nous supposons en effet qu’une incertitude de 10% constitue une borne supérieure pour la déviation standard calculée.

Le signal enregistré dans la simulation permet de surveiller la dilatation homogène de l’échantillon fictif du modèle numérique. Ce résultat est conforme avec celui déduit des mesures de la figure 3.34. Nous avons montré que la pente de la régression linéaire adaptée aux mesures numériques permet de mesurer le coefficient de dilatation thermique  $\alpha$ , un paramètre du code de déformation (voir Tab.3.4). Ce coefficient décrit en effet que les dimensions d’un échantillon constitué de matière isotrope varient proportionnellement à la variation de température appliquée. La pente de la régression adaptée aux mesures numérique de la figure 3.34 est donc en accord avec celle calculée au moyens des résultats de la figure 3.35.

Comparons enfin les mesures numériques des deux expériences conceptuelles étudiées jusqu’alors. Nous avons appliqué un chargement thermique à un échantillon homogène (partie 3.4), et comprimé un échantillon diffusif à partir d’un essai uni-axial, cet échantillon comprenant alors un assemblage complexe d’hétérogénéités (voir les expériences décrites dans les parties 2.3 et 3.2). Nous nous intéressons particulièrement, dans chacune de ces situations, au modèle numérique pour lequel la vitesse des ondes propagées est maintenue constante au cours de la déformation du système.

Le milieu de propagation fictif utilisé ici ne comporte aucune hétérogénéité, à l’inverse des milieux précédemment étudiés. Les analyses menées précédemment<sup>3</sup> conduisent à obtenir des champs de déformations hautement anisotropes, si bien que la trace du tenseur de déformation présente de fortes fluctuations spatiales. Nos analyses montrent que les mesures de CWI sont sensibles à la déformation volumétrique isotrope, mais aussi à l’hétérogénéité du champ de déformation élastique.

3. c.-à-d. relatives au chargement mécanique d’un échantillon troué de Duraluminium ou bien à la compression d’un échantillon dans lequel le matériau environnant les inclusions circulaires répliquait le comportement d’un granite

Ici, nous mesurons l'impact sur les mesures de CWI de la dilatation thermique d'un échantillon *homogène* et *isotrope*. La différence entre les approches suivies permet d'expliquer l'écart entre les pentes mesurées, c'est-à-dire la différence entre les régressions linéaires décrivant l'évolution des délais relatifs avec la déformation volumétrique (voir également section 2.3.6 pour une description plus détaillée des processus en cours dans l'échantillon troué). Nous mesurons ici une pente de 1.08, alors qu'elle était de 0.71 lorsque nous comprimions un échantillon hétérogène. Une perspective future serait donc de réitérer les mesures de CWI relatives à la compression mécanique du milieu en faisant varier le nombre/la taille des diffuseurs ou en considérant un milieu vierge de toute hétérogénéité. Notons finalement que l'ordre de grandeur de l'incertitude sur ces pentes est identique : nous mesurons respectivement  $\pm 0.09$  et  $\pm 0.04$ .

### 3.4.6 Variations de température et évolution des propriétés élastiques du matériau

#### Variations de température et modification de la densité du matériau

De la même manière que dans la figure 2.20, nous comparons à nouveau les mesures numériques (en bleu, Fig. 3.35) aux variations relatives de vitesse prédites par le modèle de dilatation/contraction temporelle (en noir, Fig. 3.35). En faisant l'hypothèse de la faible déformation du milieu et en supposant que la masse ainsi que les modules élastiques demeurent constants, nous avons déjà montré que la variation du volume de l'échantillon (quantifiée par l'équation 3.8) impactait la densité du matériau et donc la vitesse des ondes propagées dans le milieu. Ainsi, la variation relative de la vitesse des ondes élastiques pouvait être reliée à la déformation volumétrique par une relation linéaire dont le coefficient de proportionnalité vaut +0.5 (voir Eq. 2.5).

Ici, l'élévation de la température entraîne une dilatation du milieu de propagation et donc l'augmentation du volume du système. En évaluant la déformation volumétrique d'un point de vue macroscopique (Eq. 3.8), nous observons alors des valeurs positives de  $e_{vol}$ . Dans le cas de la dilatation thermique de l'échantillon, le modèle de contraction/dilatation temporel prévoit donc de mesurer des délais relatifs  $dt/t$  négatifs (en noir, Fig. 3.35).

La figure 3.35 quantifie donc les effets de la déformation *géométrique* du milieu sur les mesures de CWI, ainsi que les effets de changements locaux de densité sur la vitesse des ondes élastiques. Elle démontre néanmoins que la modélisation de ces deux phénomènes ne permet pas de restituer le comportement observé dans les expériences de laboratoire, alors même que les mesures numériques sont comparées à celles obtenues au cours du second cycle de chauffage (en rouge, Fig. 3.35).

#### Variations de température et modification des modules d'élasticité du granite

**Évolution des modules d'élasticité et impact sur les mesures de CWI** Les mesures de la figure 3.35 suggèrent que d'autres mécanismes, dont les effets sur les mesures de CWI ne sont pas modélisés, sont mis en jeu au cours des expériences de laboratoire. Nous supposons jusqu'ici que les propriétés physiques du milieu de propagation (en particulier les modules d'élasticité) n'évoluent pas lors de la déformation du système. Cependant, plusieurs études montrent qu'il s'agit d'une forte approximation. Par exemple, Heap and Faulkner (2008) ont montré que le module d'Young du granite de Westerly peut diminuer de façon significative au cours de l'endommagement du milieu de propagation, en particulier à cause de sa micro-fissuration.

Heard and Page (1982) montrent en particulier que des changements de température impactent sensiblement les modules d'élasticité du granite de Westerly. En augmentant la température jusqu'à 300°C, les auteurs étudient l'évolution du module d'Young  $E$  et du module d'élasticité isostatique  $K$ . Ils analysent en l'occurrence la variation de rapports relatifs, respectivement  $E/E_0$  et  $K/K_0$ . Puisque les échantillons de granite étudiés sont confinés, les auteurs étudient la relation entre la température et les modules d'élasticité pour différentes valeurs de la pression de confinement, les valeurs de référence  $E_0$  et  $K_0$  étant alors obtenues pour la pression de confinement maximale.

À une pression de confinement donnée, ces rapports varient sensiblement avec la température. Pour une pression de 7.6 MPa - la pression de confinement la plus basse - le rapport  $E/E_0$  varie par exemple de 0.5 à 0.25 lorsque l'échantillon est chauffé de 25°C à 300°C. Pour une pression de confinement de 13.8 à 27.6 MPa, le rapport  $K/K_0$  varie de 0.45 à 0.15 consécutivement à la même perturbation de température. Or, les vitesses des ondes propagées dans le milieu dépendent de ces paramètres mécaniques. Les changements de température appliqués dans les expériences de Griffiths et al. (2018) ont donc potentiellement un impact majeur sur les propriétés physiques du granite, sur les vitesses des ondes propagées et donc *in fine* sur les mesures de CWI, indépendamment des effets mentionnés dans les paragraphes précédents.

Les mesures de Heard and Page (1982) sont donc employées pour étudier l'effet des variations de température sur les propriétés physiques du granite. Nous utilisons les valeurs mesurées à des températures de 20 à 300°C. Soulignons que ces mesures sont obtenues au moyen d'un échantillon initialement intact de granite de Westerly.

Les modules d'Young relatifs que nous employons sont mesurés à la pression de confinement de 7.6 MPa, c'est-à-dire la pression la plus basse utilisée dans les expériences de Heard and Page (1982). À cette même pression, les modules  $K(T)$  sont obtenus à des températures comprises entre 150°C et 300°C. Pour cette pression de confinement, nous ne disposons pas de mesures à des températures plus basses que 150°C. Les valeurs que nous utilisons pour des températures de 20°C à 150°C sont extrapolées à partir des mesures obtenues à une pression de confinement de 13 MPa.

En employant les équations 3.10 et 3.11, nous calculons la variation relative de la vitesse des ondes P et des ondes S. La figure 3.36 représente les variations relatives  $[V_P(T) - V_P(T_0)]/V_P(T_0)$  et  $[V_S(T) - V_S(T_0)]/V_S(T_0)$  calculés aux moyens des mesures de Heard and Page (1982).

$$V_P(T) = \sqrt{\frac{3K(T)(3K(T) + E(T))}{\rho(T)(9K(T) - E(T))}}, \quad (3.10)$$

$$V_S(T) = \sqrt{\frac{3K(T)E(T)}{\rho(T)(9K(T) - E(T))}} \quad (3.11)$$

Ce calcul nécessite néanmoins de prendre en compte l'évolution de la masse volumique avec la température. La valeur de la masse volumique, à température  $T$ , est mesurée à partir de l'équation 3.12 dans laquelle le coefficient volumique de dilatation thermique  $\alpha_V$  est supposé constant avec la température.

$$\rho(T) = \frac{\rho(T_0)}{(1 + \alpha_V \lambda_T)} \quad (3.12)$$

La figure 3.36 permet de comparer les variations relatives de vitesse ainsi calculées (représentées sous forme de points de couleur), aux variations relatives de vitesse observées par Griffiths et al. (2018) au moyen des temps de première arrivée. La comparaison vise à évaluer s'il est pertinent de modéliser les effets de variations de température sur les propriétés physiques du matériau en utilisant les mesures expérimentales de Heard and Page (1982).

Nous observons en premier lieu que la variation des propriétés physiques du matériau a un impact significatif sur la vitesse des ondes. Ensuite, les variations relatives de vitesses calculées en considérant que les paramètres physiques évoluent avec la température, sont du même ordre de grandeur que celles observées expérimentalement au cours du premier cycle de chauffage.

**Utilisation des relations dans Specfem2D** Afin d'étudier l'influence des changements de température sur les paramètres élastiques ( $\rho(T)$ ,  $E(T)$  et  $K(T)$ ) et *in fine*, sur les délais relatifs  $dt/t$  mesurés, nous modifions le modèle numérique de façon à modéliser les effets de la dilatation thermique du milieu sur les vitesses des ondes propagées dans Specfem2D. À chaque nouvelle étape de déformation, nous calculons une vitesse apparente de l'onde P et de l'onde S. Nous affectons

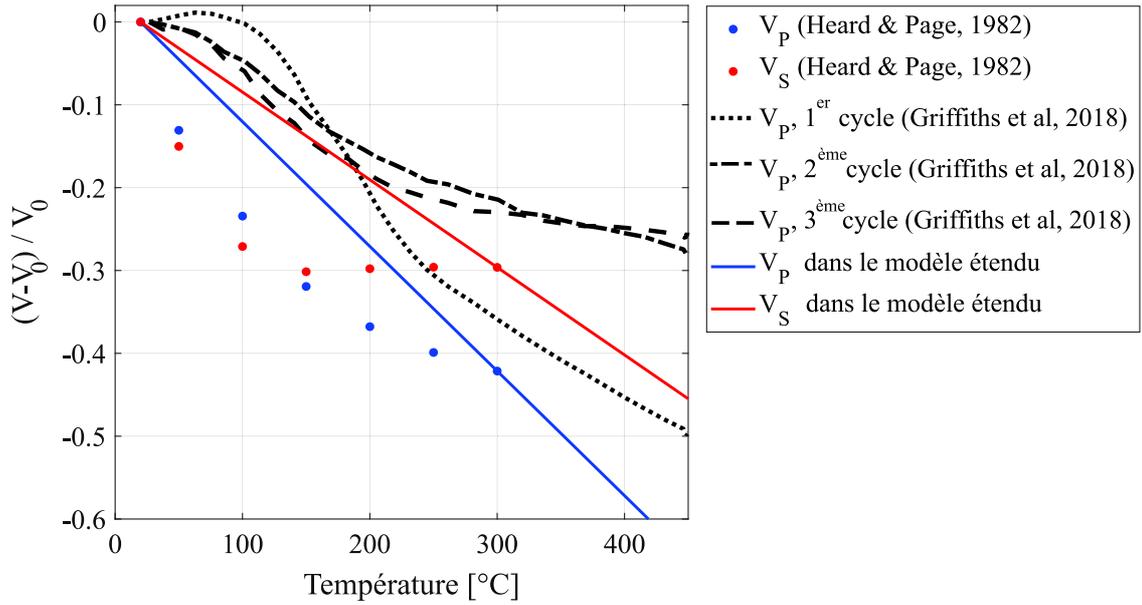


FIGURE 3.36 – Variations relatives de vitesse des ondes P mesurées en laboratoire pendant les trois cycles (en noir), en fonction de la température mesurée dans l'échantillon de granite de Westerly (Griffiths et al., 2018). Les points bleus et rouges représentent respectivement la variation relative de la vitesse de l'onde P et de la vitesse de l'onde S déduite à partir des lois  $K(T)$ ,  $E(T)$  issues des mesures de Heard and Page (1982), et également relatives à un échantillon de granite de Westerly. Les courbes bleues et rouges représentent les fonctions de la température introduites dans le modèle numérique afin de modéliser les effets de la dilatation thermique sur les propriétés physiques du matériau à partir des mesures expérimentales de Heard and Page (1982).

ensuite sa valeur à l'ensemble du milieu de propagation, de manière uniforme : nous employons ici simplement le fichier de commande de Specfem2D, sans passer par un modèle externe. Après chaque phase de chargement, nous avons en effet démontré que les champs de température et de déformation sont quasi-homogènes (voir Fig. 3.31). Ces mesures suggèrent que l'homogénéité du champ de vitesse est donc une hypothèse acceptable.

Pour définir ces vitesses apparentes, nous utilisons indirectement les mesures des expériences de Heard and Page (1982). Les équations 3.13 et 3.14 traduisent le lien entre l'augmentation de la température et la diminution de la vitesse des ondes. Ces relations sont obtenues en adaptant un modèle linéaire aux points de mesure de la figure 3.36. Dans cette même figure, nous représentons donc les droites relatives à ces équations, ce qui permet d'illustrer le lien existant entre les mesures expérimentales de Heard and Page (1982) et les fonctions incluses dans le modèle numérique. Notons par ailleurs que nous calculons un rapport  $V_P / V_S$  d'environ 1.55, ce qui est proche de la valeur attendue pour un milieu de Poisson ( $\sqrt{3}$ , Snieder (2006)).

$$V_P(T) = -7,19 \cdot T + 4,92 \cdot 10^3, \quad (3.13)$$

$$V_S(T) = -2,79 \cdot T + 2,70 \cdot 10^3 \quad (3.14)$$

Comparons enfin l'approche employée ici à celle suivie dans la section 3.2 du manuscrit. Nous y avons étudié les effets de la déformation du milieu sur les vitesses des ondes propagées, en assignant au matériau une rhéologie propre aux effets acousto-élastiques : à chaque étape du processus de déformation, nous adaptons les composantes du tenseur d'élasticité reliant déformations et contraintes, en fonction de l'état de déformation actuel de l'échantillon. Nous modélisons ainsi formellement l'impact du chargement appliqué sur les coefficients élastiques du matériau.

Les approches suivies dans ce chapitre aux sections 3.2 et 3.4, sont comparables dans la mesure où le modèle prospectif est développé dans les deux cas afin d'étudier l'influence de la déformation thermique ou mécanique du milieu sur les vitesses des ondes propagées dans celui-ci. Cependant, nous utilisons ici une approche plus empirique. Nous examinons l'impact du chargement thermique sur la vitesse des ondes en modifiant linéairement les vitesses apparentes en fonction de la température (ce qui revient également à modifier les termes du tenseur d'élasticité). Ces variations linéaires sont en revanche représentatives de variations observées au cours d'expériences menées sur un échantillon de roche similaire. Par rapport au modèle présenté dans la section 3.2, pour lequel nous modélisons les effets de l'acousto-élasticité sur les coefficients du tenseur d'élasticité, nous limitons ici la modélisation à la prise en compte des résultats des expériences de Heard and Page (1982). Bien que nous traduisions dans les deux approches l'effet du chargement sur les paramètres physiques apparents du matériau, celles-ci se distinguent de par les méthodes employées pour sonder les processus induisant ces variations de vitesse.

### Résultats du modèle étendu et discussion des mesures

**Résultats du modèle numérique étendu** Les équations implémentées dans Specfem2D suggèrent que la dilatation thermique de l'échantillon entraîne une diminution apparente de la vitesse des ondes. La figure 3.37 montre visuellement que cette diminution entraîne l'étirement significatif des formes d'ondes synthétiques. Les retards mesurés entre les formes d'onde sont plus élevés dans le cas du modèle numérique étendu<sup>4</sup>.

Dans cette figure, nous nous intéressons en particulier aux formes d'onde enregistrées lorsque la température  $T$  est de 100°C. Comparons en premier lieu les premières 0.1 ms de la forme d'onde de « référence » (en noir - Fig. 3.37 (a)) et les premières 0.1 ms de la forme d'onde « perturbée » (en bleu ou en rouge, selon le modèle envisagé). Nous observons un étirement entre le signal de référence et celui relatif au modèle numérique étendu (en bleu), suggérant une diminution notable de la vitesse des ondes propagées dans le milieu. À des temps plus tardifs (Fig. 3.37 (b)) cet étirement est mis en évidence entre les formes d'onde sans que nous ne prenions en compte la dépendance vis-à-vis de la température des paramètres physiques du matériau. Ce décalage est néanmoins plus significatif lorsque nous introduisons les lois  $E(T)$ ,  $K(T)$  et  $\rho(T)$  dans le modèle numérique. Ces observations s'interprètent comme une amplification notable des décalages temporels relatifs  $dt/t$  mesurés au cours de la simulation.

La figure 3.38 permet enfin de comparer les mesures de manière quantitative : nous représentons en rouge, les mesures issues du premier cycle en laboratoire, en noir, les mesures de simulations dans lesquelles nous modélisons l'effet du chargement sur les propriétés physiques du matériau, et en bleu, les mesures relatives au modèle initial. La figure souligne l'influence significative de l'évolution des propriétés du matériau sur les vitesses des ondes propagées, et donc sur les délais relatifs  $dt/t$  mesurés par CWI. En effet, la diminution de la vitesse des ondes observée dans la figure 3.37 implique une augmentation significative des retards relatifs  $dt/t$ .

Nous montrons également que les mesures des expériences de laboratoire sont mieux modélisées lorsque nous incorporons l'effet de variations de températures sur les propriétés physiques du matériau. Nous remarquons en particulier que le gradient de la courbe est plus proche de celui mis en évidence une fois que l'échantillon des expériences de laboratoire est chauffé à des températures supérieures à environ 70-100°C, c'est-à-dire lorsque le chargement thermique induit la micro-fissuration du granite.

**Comportement modélisé et comportements observés** Nous notons cependant que le modèle numérique proposé ne permet pas d'expliquer la complexité du signal réel, dans lequel on observe une rupture de pente nette à environ 100°C. Ce comportement est clairement mis en évidence

4. c.-à-d. lorsque nous introduisons les effets du chargement thermique sur les propriétés du matériau

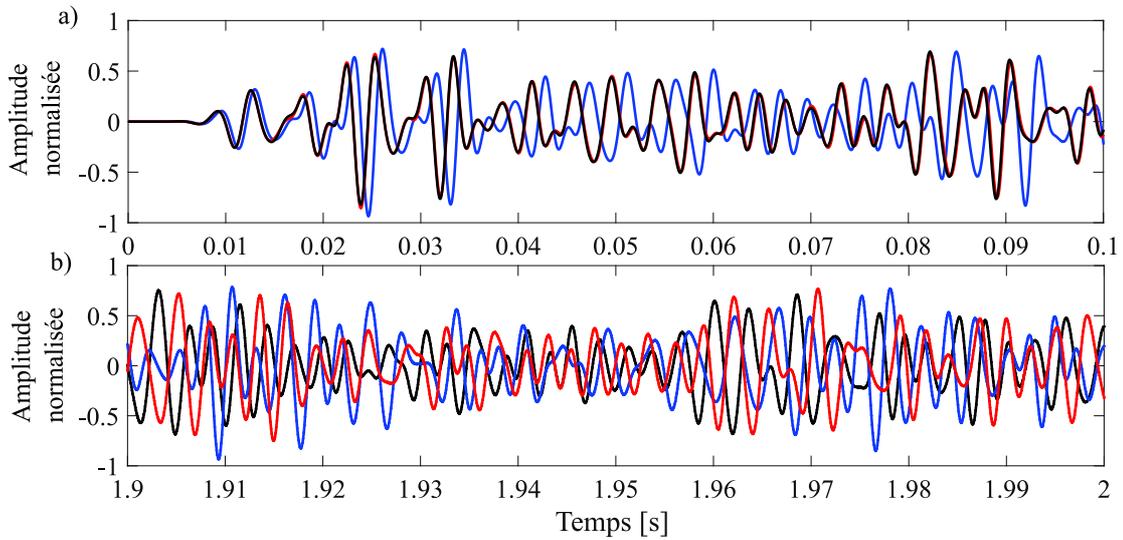


FIGURE 3.37 – La courbe noire représente la forme d’onde de référence enregistrée à la température ambiante (20°C), la courbe rouge représente une forme d’onde enregistrée à 100°C sans introduction des lois  $E(T)$  et  $E(T)$  dans la simulation et la courbe bleue représente une forme d’onde enregistrée à 100°C après introduction des lois  $E(T)$  et  $E(T)$  dans la simulation. Dans la figure (a), nous représentons les premiers 0.1 ms des formes d’ondes simulées et dans (b) les derniers 0.1 ms des formes d’ondes simulées.

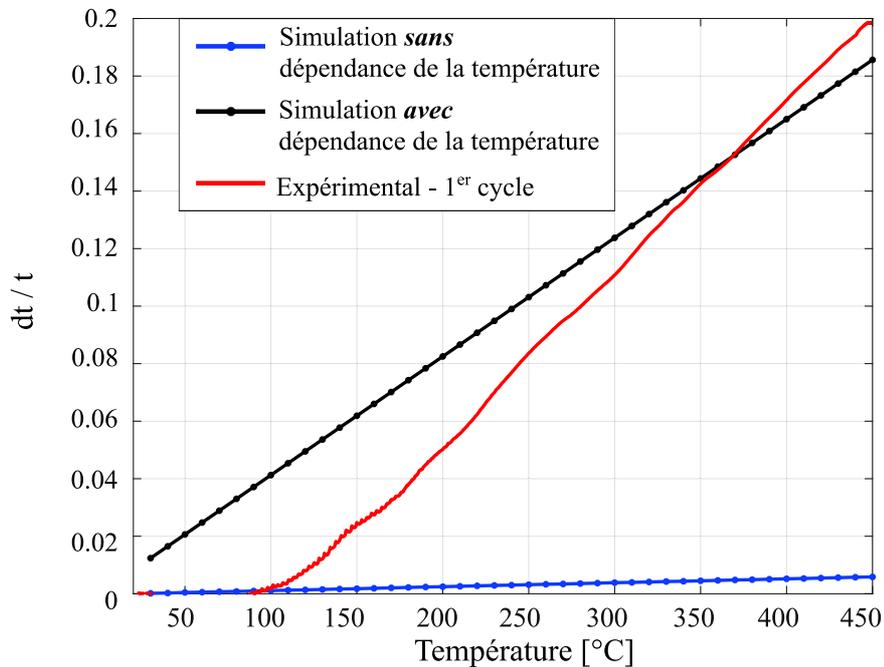


FIGURE 3.38 – Comparaison entre les mesures expérimentales de CWI, obtenues au cours du premier cycle (courbe rouge), avec les mesures numériques obtenues avant (courbe bleue continue) ou bien après (courbe bleue discontinue) avoir introduit dans le modèle, des lois décrivant l’évolution avec la température de la vitesse des ondes. Les retards relatifs  $dt/t$  sont calculés à partir de la technique d’étirement. Une régression linéaire est ajustée aux mesures. La pente de la régression linéaire ajustée aux mesures simulées est  $\beta_1 = 0.13 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  lorsque nous n’introduisons pas la dépendance thermique, et elle est de  $4.1 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  dans le cas du modèle étendu.

dans les formes d'ondes acquises au cours du premier cycle (Fig. 3.32). Dans le paragraphe suivant, traitant des limitations du modèle proposé, nous mentionnons la différence entre les comportements observés.

Remarquons avant cela que les modules d'élasticité utilisés dans les calculs sont mesurés par Heard and Page (1982) au moyen d'un échantillon initialement *intact* de granite. La structure de l'échantillon étudié par Heard and Page (1982) est donc comparable à celle de l'échantillon du *premier cycle* des expériences de Griffiths et al. (2018). L'étude des propriétés mécaniques de l'échantillon de granite nous a conduit à signaler que celui-ci était endommagé au cours du premier cycle de chauffage. Dans la figure 3.38, nous ne comparons donc pas les mesures numériques à celles obtenues au laboratoire au cours du second ou du troisième cycle, comme nous avons pu le faire dans les figures 3.34 et 3.35. Nous choisissons bien de comparer les mesures numériques aux observations du premier cycle. Ceci a pour objectif d'assurer une meilleure représentativité des modules élastiques utilisés pour caractériser l'évolution de la vitesse des ondes.

Ainsi, les mesures du modèle numérique étendu surestiment les résultats expérimentaux relatifs aux deux cycles ultérieurs. Le fait de prendre en compte l'endommagement de l'échantillon, et donc des modules apparents plus faibles dans les équations 3.13 et 3.14, conduirait potentiellement à mesurer des délais relatifs  $dt/t$  en meilleur accord avec les observations du second et du troisième cycle. Néanmoins, cette étude dépasse le cadre de la présente analyse.

Enfin, notons que nous n'analysons pas l'impact du chargement thermique sur la perte de cohérence mesurée par CWI, même si la micro-fissuration de l'échantillon de granite et les changements structuraux induits par ces processus ont altéré la cohérence des formes d'onde enregistrées.

**Limitations liées au modèle numérique étendu** Bien entendu, nous ne décrivons pas ici l'ensemble des processus physique en cours dans l'échantillon de granite des expériences de laboratoire. Notre modèle répond à un cadre d'étude particulier, à savoir celui de la déformation élastique et réversible d'un milieu homogène (voir section 3.4.3). Aussi, nous considérons ici un cas simplifié et faisons fi de la complexité issue de l'étude d'un matériau géologique réel, dans lequel des processus comme la fermeture / l'ouverture de fractures ainsi que la micro-fissuration du matériau impactent les mesures de CWI (p.ex. Hudson, 1981).

Dans le modèle proposé, nous retranscrivons ces phénomènes en partie, en prenant en compte leur impact sur les propriétés physiques apparentes d'un échantillon de roche similaire. La figure 3.36 montre que nous adaptons une régression linéaire aux mesures de vitesses apparentes issues des expériences de Heard and Page (1982). Il s'agit d'une approximation importante conduisant à mesurer une variation quasi-linéaire des retards relatifs  $dt/t$  avec la température (Fig. 3.38). Cette simplification ne permet pas d'expliquer la complexité du signal mesuré dans les expériences de laboratoire, comme la transition de régime marquée mise en évidence à environ 100 °C. À ces températures là, Griffiths et al. (2018) mettent en évidence de fortes émissions acoustiques, reliées à la micro-fissuration du granite sain. En effet, ces émissions acoustiques sont des ondes élastiques transitoires produites lors de l'extension des micro-fissures.

D'autre part, nous considérons ici des milieux non-granulaire, ce qui constitue une forte approximation d'un matériau comme le granite dans lequel les interactions grain-à-grain vont modifier la réponse mécanique du milieu lors de sa compression / dilatation.

Finalement, nous utilisons un milieu non-poreux. Les effets poro-élastiques, décrivant l'interaction entre la circulation de fluides et la déformation du système, auraient un impact sur les mesures de CWI et ce phénomène n'est pas pris en compte dans le cadre de notre modèle. Un contenu variable en eau influe significativement les mesures de CWI, comme le montre notamment les mesures menées par Gret et al. (2006) sur un échantillon de grès : en montant le niveau d'eau dans l'échantillon d'un centimètreles, les auteurs mesurent une variation relative de vitesse

de l'ordre de 0.3 %. Dans l'expérience considérée ici, où un échantillon de granite est chauffé de 20 à 450°C, on peut s'attendre à ce que l'effet soit ténu. En revanche, la prise en compte de tels phénomènes est prépondérante lorsqu'on s'intéresse à une masse rocheuse au sein du réservoir profond, et pour laquelle la présence de fluide et les variations de pression de pore expérimentées dans un tel système dynamique sont notables.

L'ensemble de ces remarques suggèrent différentes pistes d'étude contribuant à justifier la différence entre le comportement modélisé et observé, mais permettant également d'envisager le développement de modèles plus complets, en capacité de modéliser plus finement l'évolution mécanique d'une masse rocheuse.

### 3.4.7 Conclusions

En employant des méthodes similaires à celles utilisées pour étudier l'influence de la compression mécanique de l'échantillon, nous nous concentrons ici sur la sensibilité du champ diffus vis-à-vis du chargement thermique cyclique d'un échantillon de granite. Nous développons à cet effet une approche numérique prospective dédiée à reproduire les observations relatives aux expériences de laboratoire conduites par Griffiths et al. (2018). En basant leur expérience sur des mesures de CWI, les auteurs ont observés que le premier cycle de chauffage appliqué à l'échantillon de granite de Westerly s'accompagnait de forts changements irréversibles dans les propriétés du matériau. Les changements étaient en revanche réversibles lorsque le même échantillon était chauffé et refroidi à une seconde, puis à une troisième reprise. La comparaison des mesures expérimentales à celles délivrées par un modèle numérique prospectif permet d'améliorer notre compréhension des processus responsables pour les différents comportements identifiés. Elle permet par ailleurs d'améliorer notre compréhension des effets déduits des mesures de CWI, dans le cadre de la déformation thermo-élastique du milieu de propagation.

Un point important de l'approche numérique proposée consiste en la simplification de l'échantillon expérimental de granite de Westerly par un échantillon homogène, avec des modules élastiques et un coefficient de dilatation thermique représentatif, mais où la diffusion n'est obtenue que par les réflexions multiples du champ d'ondes sur les limites de l'échantillon. Lorsque l'on suppose que le coefficient de dilatation thermique, les modules d'élasticité et la densité ne varient pas avec la température, les résultats majeurs du modèle numérique sont les suivants :

- La variation avec la température du délai relatif moyen  $\varepsilon = \langle dt/t \rangle^5$ , permet de surveiller la dilatation thermique isotrope du milieu. Les variations relatives de délais mesurées numériquement dans un échantillon bi-dimensionnel rectangulaire et homogène, constituent un *proxy* de la déformation élastique et homogène de l'échantillon.
- La comparaison avec des mesures expérimentales, obtenues en laboratoire dans des conditions comparables, montre que les variations relatives de délai sont environ 12 fois plus faibles que celles observées par Griffiths et al. (2018). L'effet de la déformation sur le changement de forme de l'échantillon définit donc une contribution aux mesures de CWI qui n'explique que partiellement l'impact des changements de température sur les observations expérimentales. Ce résultat étaye les conclusions tirées de l'étude de la compression mécanique d'un échantillon de Duraluminium.

Nous discutons de la différence entre les mesures expérimentales et numériques en modélisant les effets de la dilatation thermique de l'échantillon sur la densité et sur les modules élastiques du matériau. Nous proposons des simulations complémentaires qui prennent en compte la dépendance vis-à-vis de la température des paramètres mécaniques apparents du milieu. En bénéficiant des mesures expérimentales de Heard and Page (1982), nous montrons l'impact significatif des changements modélisés sur la vitesse des ondes propagées dans le milieu et par conséquent

5. c.-à-d. mesurée à partir des enregistrements des 32 récepteurs constitutifs du réseau utilisé dans le modèle numérique

sur les mesures de CWI. Les variations relatives de délais mesurées numériquement au moyen de ce modèle étendu sont plus proches de celles observées durant le premier cycle des expériences de laboratoire. La différence observée avec les mesures du second et troisième cycle s'explique par la prise en compte de modules élastiques qui ont été mesurés par Heard and Page (1982) à l'aide d'un échantillon intact de granite. En revanche, l'échantillon étudié par Griffiths et al. (2018) au cours du second et troisième cycle est endommagé du fait de la micro-fissuration du granite sain.

Bien que notre modèle ne permette pas d'appréhender l'ensemble des processus en cours dans l'échantillon de granite de Westerley (ouverture/fermeture de fractures, microfissuration, par exemple), notre modèle, basé sur la description de la déformation réversible et élastique du milieu de propagation, permet d'interpréter des signaux réels de laboratoire et de souligner les contributions à celles-ci.

### 3.5 Modélisations prospectives : conclusions et perspectives

En basant notre approche sur la modélisation prospective des effets observés dans des expériences de laboratoire, les cas d'étude décrits dans ce chapitre permettent de répondre à plusieurs questions soulevées dans l'introduction. Elles permettent en particulier d'identifier un ensemble de processus physique à l'origine des retards de temps de parcours observés par CWI, mais aussi de distinguer les perturbations qui favorisent une variation de la cohérence ou de la phase des signaux comparés par CWI.

Nous considérons deux types de perturbations pertinentes pour l'étude des mécanismes ayant cours dans le réservoir géothermique profond, et nous nous focalisons sur l'étude de la déformation élastique et réversibles. Les deux approches démontrent que la perturbation appliquée au système a un impact complexe et multivarié sur les mesures de CWI. Nous tirons un ensemble de conclusions au sujet des processus à l'origine des retards de temps de parcours mesurés par CWI pendant la déformation élastique du système.

- Les mesures de CWI comprennent un signal de déformation. La modélisation de la contribution liée au changement de forme du milieu conduit à des mesures qui reflètent l'évolution de la déformation du système (variations spatiales et variations avec le niveau de chargement). Néanmoins, la modélisation de ces effets ne suffit pas à expliquer les observations tirées d'expériences de laboratoire. Lorsque nous modélisons uniquement cette contribution, généralement négligée dans l'analyse des mesures de CWI, nous montrons que l'amplitude des mesures du modèle est environ 10 fois plus faible que le signal mesuré dans les expériences de laboratoire.
- Lorsque nous modélisons en plus les effets de processus physiques influençant les vitesses des ondes propagées dans le milieu, nous sommes en mesure de modéliser les décalages temporels observés dans les expériences de laboratoire. Les phénomènes modélisés traduisent l'influence de la réponse élastique du milieu sur les paramètres physiques du matériau, et *de facto*, sur les vitesses des ondes propagées.

La comparaison par CWI de signaux discrétisés permet d'observer le retard de temps de parcours (ou déphasage) progressivement accumulé dans la partie tardive des signaux. Une telle approche permet aussi de quantifier une perte de cohérence entre les signaux comparés. Notre étude permet de tirer un certain nombre d'enseignements au sujet de cette grandeur physique.

- La déformation élastique du milieu de propagation conduit à mesurer une perte de cohérence entre les signaux comparés par CWI, en plus de retards de temps de parcours. En chargeant de manière plus ou moins uniforme un échantillon fortement diffusif, nous mettons en évidence une perte progressive de la cohérence des signaux.
- Chacune de ces grandeurs est sensible à des processus distincts, qui surviennent dans le milieu de propagation du fait de la perturbation appliquée. En fonction du type de chargement

appliqué, il est possible de mobiliser l'une ou l'autre de ces grandeurs physiques de manière préférentielle.

- L'étude de la variabilité spatiale de chacune de ces grandeurs nous apprend que l'analyse des enregistrements concédés par un réseau dense de capteurs permet de nous renseigner sur la localisation de la perturbation appliquée, ou sur la variabilité spatiale des changements survenant dans le milieu.
- L'analyse conduite dans différents contextes de chargement et à différentes échelles, témoigne de la sensibilité des délais observés vis-à-vis de la déformation du milieu de propagation. Une perte de cohérence est notablement mesurée entre les signaux lorsque la perturbation appliquée engendre un endommagement du système, soit une modification de la structure du milieu de propagation.

L'identification de différentes contributions aux retards de temps de parcours quantifiés par CWI constitue potentiellement la base de développements théoriques futurs. Les études menées à l'échelle du laboratoire contribuent à une meilleure compréhension des résultats de CWI et des effets déduits de ces mesures. Soulignons néanmoins que notre approche se base sur l'utilisation de systèmes et de matériaux simples, tantôt au laboratoire (échantillon de Duraluminium) que dans les simulations (matériaux élastiques et homogènes). Une limitation importante des expériences menées sur l'échantillon diffusif de Duraluminium est qu'elles ne traduisent pas la complexité du signal qui peut émerger en employant un échantillon de roche granitique ou sédimentaire. Il aurait été intéressant de mener une approche similaire avec des échantillons plus représentatif d'un volume de roche au sein du réservoir profond.

Notre approche conduit à proposer un « workflow », un schéma de travail, permettant de modéliser l'effet de la déformation élastique et réversible du milieu sur les mesures de CWI. Bien que nous mettons ainsi l'emphase sur un cadre d'étude limité, notre approche comparative permet de mettre en évidence les différentes contributions aux mesures, réversibles ou non (influence des fractures, micro-fissuration, par exemple), et ouvre des pistes futures pour la prise en compte de comportements plus complexes et plus représentatifs de matériaux géologiques : les processus liés à la poro-élasticité ou bien encore les effets non-linéaires liés à la granulosités des milieux géologiques sont des phénomènes mécaniques ayant un impact sur les mesures de CWI qui ne sont pas pris en compte dans le modèle, en l'état actuel.

Dans l'optique d'adapter ce schéma de travail à un cas réel, grande échelle, nous verrons dans le chapitre 4 que les résultats de ces approches ainsi que les méthodes développées dans le cadre de ces analyses, malgré leurs limites, contribuent à étudier les mécanismes responsables pour ces mesures de CWI à l'échelle du réservoir géothermique fracturé.



## **Chapitre 4**

# **Analyse du bruit sismique ambiant et surveillance des réservoirs géothermiques profonds**

## Sommaire

<b>4.1 Implications directes des analyses menées à l'échelle du laboratoire : interprétation des mesures d'interférométrie et suivi des réservoirs géothermiques profonds</b>	<b>159</b>
<b>4.2 Vers un modèle numérique à l'échelle du réservoir, favorisant la compréhension des séries chronologiques d'ANI</b>	<b>160</b>
<b>4.3 Développement d'un modèle numérique exploratoire</b>	<b>162</b>
Principes du modèle numérique prospectif	162
Sur quelles observations basons nous notre modèle?	162
De quel système étudions-nous l'évolution?	163
Quelles sont les perturbations appliquées au système?	163
Quelles sont les propriétés mécaniques du système?	166
Quels sont les méthodes d'interférométrie appliquées?	166
Résultats du modèle numérique exploratoire	167
<b>4.4 Développement d'un modèle numérique représentatif du réservoir</b>	<b>169</b>
4.4.1 Développement d'un modèle numérique basée sur le cas d'étude du projet de géothermie de Rittershoffen	169
Description du milieu numérique représentatif du réservoir	169
Modélisation de la propagation des ondes et de la déformation du système	171
Paramètres mécaniques des matériaux	172
4.4.2 Propagation d'un champ diffus dans le modèle du réservoir	173
Un sous-modèle pour la diffusion des ondes	173
Évaluation du contenu spectral des fonctions de corrélation croisée	174
Convergence des fonctions de corrélation croisée vers la fonction de Green synthétique	175
Modélisation de la propagation d'un champ diffus	175
Interférométrie des ondes de coda pendant le chargement du réservoir	177
4.4.3 Surveillance de l'évolution du système	177
Calibration et validation du modèle numérique : modélisation des fluctuations saisonnières	178
Surveillance de déformations liées à l'exploitation du réservoir	179
4.4.4 Discussion des mesures	180
Effets de l'environnement et mécanismes liés à l'exploitation du réservoir	180
Fluctuations saisonnières et mécanismes environnementaux dans les séries chronologiques pluri-annuelles	180
Résolution de la série temporelle observée et surveillance continue du réservoir	182
Approximations et limitations du modèle numérique	183
Différence d'amplitude entre les mesures synthétiques et les observations de terrain	183
Utilisation d'un modèle simplifié : limitations de l'approche proposée	184
Résolution du signal observé : utilisation de signaux avec des sensibilité variables	184
<b>4.5 Surveillance des réservoirs géothermiques profonds : conclusions et perspectives</b>	<b>185</b>

## 4.1 Implications directes des analyses menées à l'échelle du laboratoire : interprétation des mesures d'interférométrie et suivi des réservoirs géothermiques profonds

Afin d'assurer la pérennité de l'exploitation et de gérer les risques liés au développement du réservoir, il est primordial de comprendre la manière dont sont affectées les propriétés physiques et mécaniques de la masse rocheuse à laquelle s'appliquent les opérations géotechniques en lien avec les projets EGS. L'injection et l'extraction de grands volumes de fluide peut en particulier modifier le champ de contrainte local et déclencher des instabilités pouvant accroître le risque sismique, même dans des régions où la sismicité naturelle est faible (Ellsworth, 2013). En dehors des méthodes conventionnelles de suivi, des approches sismiques complémentaires ont récemment été développées. Celles-ci se basent sur l'analyse du bruit sismique ambiant (ANI).

Revenons rapidement sur les principes de cette approche, décrits dans la partie théorique du chapitre 2. Elle est basée sur l'application de méthodes d'interférométrie sismique (SI) au bruit ambiant enregistré en deux stations, afin de reconstruire la fonction de Green à partir de la corrélation croisée de ces signaux. Bien que l'hypothèse d'équipartition du champ d'ondes<sup>1</sup> soit en pratique rarement vérifiée, cette procédure permet d'extraire au moins une partie de la fonction de Green relative à ces deux récepteurs (voir section 2.1.2 pour une description plus détaillée des limites pratiques de l'approche). L'analyse des formes d'ondes reconstruites fournit des informations sur l'évolution du milieu. Depuis les premiers résultats datant de 2004 (Shapiro and Campillo, 2004), de nombreuses recherches ont démontré que de telles méthodes avaient le potentiel de reconstituer le mode fondamental des ondes de Rayleigh de la fonction de Green, ce qui a notamment conduit à de nombreuses applications visant à imager la croûte terrestre à différentes échelles (voir section 2.1.2).

L'analyse de la *coda* de ces ondes, notamment à partir de méthodes de CWI<sup>2</sup>, a permis d'étudier les variations temporelles infimes des propriétés physiques des milieux dans lesquels se propage le champ d'ondes. Les mesures sont particulièrement sensibles aux changements qui surviennent à de faibles profondeurs. Dans ce contexte-là, on s'attend à ce qu'une étude chronologique de ces mesures de CWI permette d'étudier de faibles perturbations dans le champ de contrainte local, au sein de la croûte supérieure. Celles-ci peuvent être liées à des variations de pression de pore, à des fluctuations de la teneur en fluide, à l'ouverture ou à la fermeture de fractures et de porosités. De tels processus ont en effet une répercussion sur les propriétés mécaniques effectives de la masse rocheuse.

Concentrons-nous maintenant sur le cas des sites géothermiques. Les opérations liées à l'exploitation de la ressource géothermique ont un impact significatif sur le sous-sol. Avant l'exploitation, le sous-sol est considéré comme étant dans un état stable. Les opérations liées aux exploitations géothermiques perturbent le champ de contraintes local en induisant notamment la circulation d'importants volumes de fluides. L'injection et la circulation de fluides impactent les contraintes effectives de manière à ce qu'ils peuvent potentiellement entraîner la rupture de la masse rocheuse. Les variations de pression tendent également à modifier le volume de la matrice rocheuse (y compris le volume des pores) ce qui induit des contraintes supplémentaires<sup>3</sup>.

L'interférométrie du bruit sismique ambiant a été utilisée pour sonder les systèmes géothermiques EGS (Hillers et al., 2015b; Lehujeur et al., 2014; Obermann et al., 2015) et, plus récemment, pour le *monitoring* au court et au long terme de systèmes hydrothermaux (Sanchez-Pastor et al., 2019). Puisque la méthode repose sur l'étude du bruit sismique ambiant, une source omniprésente

1. théoriquement nécessaire à la reconstruction de la fonction de Green

2. ce qui conduit à étudier la partie du champ d'ondes qui a été diffusée à proximité des stations sismiques

3. la poro-élasticité constitue la théorie décrivant les processus couplant la pression de pore et le champ de contrainte

et permanente de signaux, elle ouvre des perspectives intéressantes pour visualiser la déformation continue du réservoir. Elle permet potentiellement de détecter des dynamiques lentes ainsi que la phase de nucléation d'événements sismiques importants. Bien que la méthode ait le potentiel de permettre un suivi permanent du réservoir géothermique, il demeure difficile d'interpréter les signaux observés en termes de processus physiques, et d'identifier les perturbations à l'origine des fluctuations soulignées dans les mesures chronologiques (voir section 1.3.3 pour une description plus complète des problématiques d'étude abordées dans le manuscrit).

Les études menées à l'échelle du laboratoire (Chapitres 2 et 3), visent à faciliter l'interprétation de mesures d'interférométrie liées à des sites de géothermie actuels et futurs. L'approche proposée consiste à combiner des expériences en laboratoire réalisées sur des échantillons représentatifs, à la modélisation prospective des processus observés. Elle vise à identifier les phénomènes responsables pour les mesures de CWI. À une échelle qui permet d'étudier des échantillons idéalisés et où il est aisé de définir les chemins de chargements étudiés, nous avons quantifié la contribution de différents processus impliqués dans la mesure d'un déphasage par CWI : nous discernons l'effet du changement de forme du milieu de propagation, et les effets liés à des changements dans les propriétés physiques effectives du matériau (densité, modules élastiques, coefficients d'élasticité). Ces contributions témoignent de l'influence de la déformation de l'échantillon sur les mesures de CWI.

En étudiant l'effet de perturbations thermiques et/ou mécaniques, et en reliant les décalages temporels relatifs observés à la déformation du système ou à de légères fluctuations de contraintes, nous ouvrons des perspectives pour détecter des changements de contraintes au sein d'une masse rocheuse, ou pour suivre sa déformation transitoire. Les techniques d'interférométrie basées sur l'étude du bruit ambiant emploient l'interférométrie d'onde de *coda* afin de détecter des changements infimes dans les formes d'ondes reconstruites. Ces méthodes pourraient potentiellement détecter des perturbations de contrainte qui résulteraient des activités industrielles. Du fait de l'omniscience du bruit ambiant, de telles analyses permettraient de fournir des informations d'une utilité quasi immédiate aux ingénieurs opérant sur le site de géothermie. Ces derniers seraient donc en mesure d'orienter les stratégies d'exploitation et de stimulation de manière quasi instantanée.

Enfin, les études menées à l'échelle du laboratoire nous ont également permis de distinguer les mécanismes induisant une variation de la cohérence et de la phase des signaux. L'étude de la sensibilité respective de chacune de ces grandeurs physiques montre que le suivi de l'évolution du système bénéficierait de l'étude combinée des deux grandeurs.

## 4.2 Vers un modèle numérique à l'échelle du réservoir, favorisant la compréhension des séries chronologiques d'ANI

En dehors des effets liés à l'exploitation géothermique, des mécanismes environnementaux, comme les chutes de pluie (Sens-Schönfelder and Wegler, 2006) ou bien encore les variations de température de surface (Hillers et al., 2015b), peuvent également affecter la propagation des ondes sismiques à de faibles profondeurs. Ces perturbations environnementales peuvent impacter les mesures de manière significative. De même que les opérations liées à l'exploitation des ressources géothermiques, elles peuvent en particulier impacter les propriétés mécaniques d'aquifères. Ce réservoir peut alors être sujet, en fonction de ses caractéristiques, à des changements de saturation, mais aussi à des changements de pression de pore. En fonction de sa profondeur, il peut être suffisamment superficiel pour être affecté par les effets thermo-élastiques dus à la variation de la température de surface.

Le contexte climatique et géologique influe largement sur les processus mentionnés : en fonction de la localisation de la structure étudiée, ces différents processus peuvent contribuer de manières très diverses aux fluctuations observées dans les séries temporelles de mesures d'ANI. Les

effets de ces processus environnementaux peuvent, de manière critique, être d'une ampleur comparable (ou supérieure) à ceux liés aux opérations industrielles/anthropiques : ces fluctuations saisonnières peuvent donc potentiellement induire *un biais* dans la surveillance de ces opérations.

Il est donc essentiel d'identifier les mécanismes environnementaux pouvant causer des fluctuations notables dans les longues séries temporelles produites, afin de tenir compte de leur contribution dans le cadre du suivi du réservoir. De plus, il demeure à prouver que ces mesures sont sensibles à des processus en lien avec l'exploitation des ressources géothermiques, survenant dans le réservoir à une échelle plus locale.

Dans ce contexte, il est nécessaire d'identifier les mécanismes à l'origine des fluctuations observées dans les séries chronologiques. Le développement de modèles analogiques contribue considérablement à discriminer ces mécanismes, en permettant d'étudier la signature de processus environnementaux mais aussi de mécanismes liés à l'exploitation des sites géothermiques. Ils contribuent donc à étudier l'applicabilité de ces méthodes de suivi pour le *monitoring* du réservoir.

Nous avons jusqu'alors étudié les processus physiques à l'origine des mesures de CWI. Afin d'évaluer la sensibilité du champ diffus vis-à-vis de la déformation du réservoir, nous souhaitons maintenant appliquer les méthodes d'analyse ainsi que l'approche numérique développée à un système aux dimensions du réservoir. Dans cette perspective-là, nous proposons un modèle numérique bi-dimensionnel à l'échelle du réservoir. Il permet de simuler la signature sur les mesures de CWI d'une perturbation thermo-mécanique liée à un facteur environnemental ou à l'activité industrielle. Afin de modéliser les signaux d'interférométrie d'ondes de *coda* de manière analogique, nous utilisons les résultats des études menées à l'échelle du laboratoire, au travers desquelles nous analysons l'origine physique des mesures de CWI.

Nous basons le développement de notre modèle sur le cas d'étude du réservoir de Rittershoffen pour lequel nous disposons d'un ensemble de données sismiques et géologiques (voir Fig. 1.1). Le réseau permanent (RT) (voir Fig. 1.4) a permis l'acquisition de nombreuses données sismiques. Les signaux enregistrés depuis 2012 ont été analysés dans différentes bandes de fréquences, allant de 0.2 à 11 Hz. L'analyse de cette large bande de fréquences et de cette longue chronologie a le potentiel de fournir diverses informations sur l'évolution du réservoir.

L'étude proposée dans ce chapitre se découpe en deux parties.

- En fixant la bande de fréquences analysée, nous verrons que les mesures relatives au site de Rittershoffen comportent une forte composante saisonnière. Nous nous attacherons donc dans un premier temps à donner une interprétation aux fluctuations identifiées, en définissant les perturbations environnementales contribuant au signal.
- Nous développerons dans un second temps un modèle numérique permettant de tester l'influence sur les mesures d'ANI, de scénarios de déformation en lien avec l'exploitation de réservoirs géothermiques fracturés.

### 4.3 Développement d'un modèle numérique exploratoire

#### Principes du modèle numérique prospectif

**Sur quelles observations basons nous notre modèle ?** Les enregistrements du réseau de Rittershoffen ont récemment été analysés par ANI. Plus précisément, il s'agit de la composante Nord des enregistrements des stations (RITT) et (BETS), deux stations du réseau (RT) qui sont séparées de 2.6 km (voir Fig. 1.4). Puisque ces stations ont été opérationnelles depuis 2012 de manière quasi-continue, l'analyse des enregistrements a permis d'obtenir une longue série chronologique de mesures d'ANI (Kula et al., 2018).

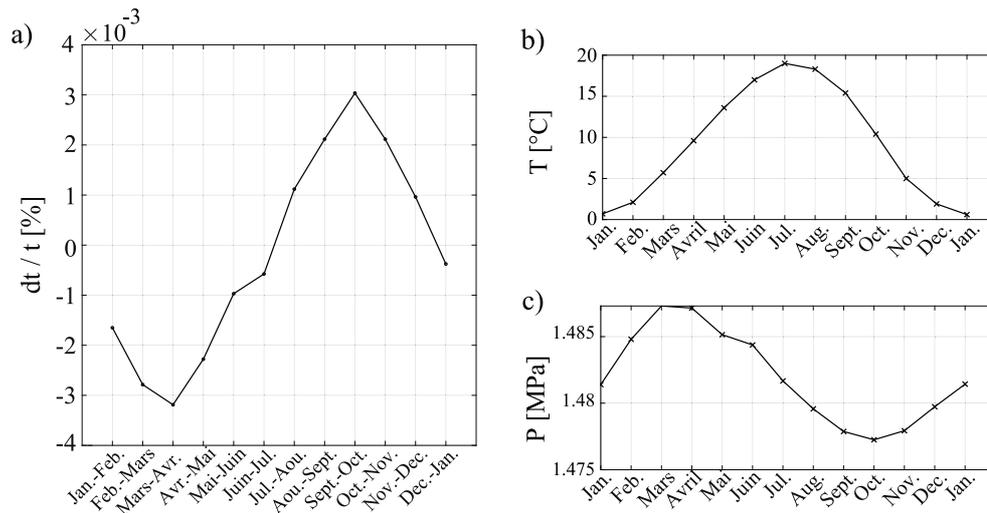


FIGURE 4.1 – (a) Série chronologique mesurée à partir de la composante Nord enregistrée aux stations (RITT) et (BETS) du réseau (RT), et filtrée entre 1 et 3 Hz. Les mesures sont empilées mensuellement en considérant la période allant de 2012 à 2018. (b) Variation annuelle des températures atmosphériques moyennes. La température de surface est mesurée mensuellement à Rittershoffen. (c) Variation annuelle de l'élevation de la nappe phréatique, convertie en pression en utilisant pour la densité de l'eau  $1000 \text{ kg/m}^3$ . L'élevation de la nappe phréatique est mesurée à la station hydrologique de Haguenau, située à 20 km de Rittershoffen. Les mesures sont empilées mensuellement en considérant la période allant de 2012 à 2018.

Dans la section 2.1, nous avons discuté de la nécessité de pré-traiter les enregistrements (c.-à-d. avant d'appliquer les méthodes d'interférométrie). La première étape du traitement consiste généralement à diviser les enregistrements en segments, dont la durée varie généralement d'une demi-heure (p.ex. Lecocq et al., 2017; Taira et al., 2018) à quelques heures (p.ex. Clements and Denolle, 2018; Hillers et al., 2015b; Obermann et al., 2013, 2015). Les enregistrements des stations (RITT) et (BETS), analysés par Kula et al. (2018), ont été divisés en segments d'une heure. Les données ont été traitées afin d'en enlever la tendance globale et ont été échantillonnées à 24 Hz. Afin de normaliser le spectre du signal, les auteurs ont appliqué un blanchiment spectral aux données sous-échantillonnées, et ont appliqué une technique de normalisation communément utilisée, nommée « one-bit normalisation ». Ces étapes de traitement sont couramment utilisées dans des analyses de bruit sismique ambiant (p.ex. Brenguier et al., 2008; Clements and Denolle, 2018; Hillers et al., 2015b; Lecocq et al., 2017; Obermann et al., 2015).

Les fonctions de corrélations croisées (Ambient Noise Cross Correlation Functions, ou ANCCFs) ont été empilées sur des périodes de 10 jours. L'empilement des ANCCFs vise à améliorer la stabilité et la convergence des fonctions vers la fonction de Green. Compte tenu du traitement appliqué, le taux d'échantillonnage de la série chronologique est de 10 jours.

Les enregistrements ont été analysés dans différentes bandes de fréquences, allant de 0.2 à 11 Hz (Kula et al., 2018). Ici, nous nous intéressons tout particulièrement aux mesures obtenues dans la bande de fréquences de 1 à 3 Hz. Dans cette gamme de fréquences, la série temporelle affiche une tendance saisonnière reproductible, année après année (voir Fig. 1.5). Nous considérons ici

une période synthétique d'un an, produite en sommant les mesures mensuellement. La variation saisonnière mentionnée est clairement observée dans cette période synthétique, représentée sur la figure 4.1 (a).

À l'échelle du laboratoire, nous avons développé des méthodes nous permettant d'étudier la sensibilité du champ d'ondes diffus vis-à-vis de la déformation causée par la compression mécanique ou le chargement thermique d'un échantillon représentatif. Le modèle numérique que nous décrivons ici cherche à identifier les perturbations à l'origine des fluctuations saisonnières identifiées. Nous avons développé un modèle numérique exploratoire, visant à modéliser la série temporelle représentée dans la figure 4.1 (a). Notons d'ores et déjà que le modèle développé est calibré pour l'étude de la bande de fréquences [1 - 3] Hz et est relatif au réservoir de Rittershoffen.

**De quel système étudions-nous l'évolution?** Dans le cadre de cette première approche exploratoire, nous avons donc réemployé la géométrie de l'échantillon numérique fortement diffusif présenté par exemple dans la figure 2.11. Nous avons adapté ses dimensions afin de considérer un système à l'échelle du réservoir. L'objectif est de produire un champ d'onde multi-diffusé dont les caractéristiques soient directement déductibles des analyses présentées dans les chapitres précédents. Il s'agit donc d'appliquer les méthodes développées à l'échelle du laboratoire, aux formes d'onde synthétiques obtenues au moyen d'un modèle *abstrait* du réservoir.

Afin de redimensionner le modèle, nous appliquons un rapport d'échelle de 200 000 à la longueur caractéristique des éléments (ici,  $l_c = 100$  m), à la fréquence d'échantillonnage des formes d'onde (ici,  $T_s = 2 \cdot 10^{-5}$ ), à la fréquence centrale de la source (ici,  $f_0 = 2$  Hz) et aux paramètres définissant la géométrie du milieu de propagation. Le rapport d'échelle de 200 000 est choisi afin de considérer une source dont la fréquence centrale  $f_0$  permette de propager un champ d'ondes dans la bande de fréquences choisie pour l'étude, à savoir [1-3] Hz. À l'échelle du laboratoire, nous avons développé un modèle comportant une source de fréquence centrale 400 kHz. Nous choisissons ici d'appliquer à la source un signal de Ricker de fréquence centrale 2 Hz : nous en déduisons ainsi un rapport d'échelle de  $400\,000/2 = 200\,000$ . Ce rapport nous permet de redimensionner le modèle numérique, tout en transposant les propriétés relatives à la propagation des ondes à un système dont les dimensions sont celles d'un réservoir géologique.

Nous obtenons ainsi un milieu bi-dimensionnel conceptuel dont les dimensions sont les suivantes : 22.4 km (hauteur) x 19 km (largeur) (voir Fig. 4.2). Compte tenu du redimensionnement opéré, le modèle numérique vérifie les critères de stabilité décrits à la section 2.2.4. Le milieu environnant est constitué de granite et nous considérons à nouveau un milieu fortement diffusif, comportant un ensemble discret d'hétérogénéités. Celles-ci conduisent à fortement diffuser le champ d'onde propagé. Contrairement au milieu fictif proposé dans le chapitre 2, ces inclusions circulaires n'ont pas pour objectif de reproduire l'hétérogénéité du granite et l'effet sur la propagation des ondes de nombreuses inclusions minérales : aux longueurs d'onde analysée ici, le granite est homogène. En revanche, nous traduisons ici l'existence d'hétérogénéités à une échelle plus vaste, dues par exemple à des variations lithologiques ou à l'existence de systèmes de failles.

**Quelles sont les perturbations appliquées au système?** Nous nous concentrons dans un premier temps sur l'identification des mécanismes environnementaux pouvant expliquer les fluctuations saisonnières observées dans la série chronologique relative au site de Rittershoffen. Dans la section 4.4, nous nous focaliserons ensuite sur l'étude de la sensibilité du champ d'onde diffus vis-à-vis de déformations en lien avec l'exploitation de la ressource géothermique. Compte tenu de notre cas d'étude, nous choisissons ici de discuter des effets de trois mécanismes environnementaux distincts.

- Nous modélisons les effets thermo-élastiques de variations de température de surface sur la croûte terrestre.
- Nous modélisons aussi l'impact de fluctuations dans le niveau de la nappe phréatique.

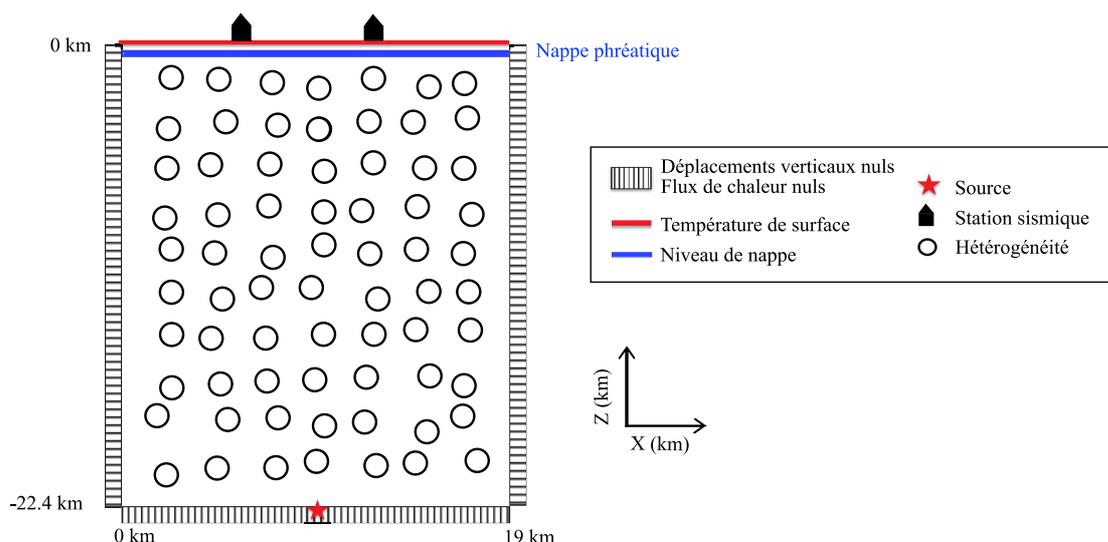


FIGURE 4.2 – Principe du modèle numérique mis au point pour modéliser la signature sur les mesures de CWI, des variations annuelles de température de surface et d’élévation de nappe phréatique. Nous étudions le cas d’étude de Rittershoffen. L’échantillon consiste en une représentation 2D d’une section géologique (de dimension 22.4 x 19 km). La partie profonde, avec ses grandes hétérogénéités, vise à diffuser le champ d’ondes propagé depuis la source, localisée au fond.

— Nous discutons de l’influence de l’évolution des caractéristiques spatiales et temporelles des sources de bruit.

Dans la bande de fréquence étudiée, le bruit ambiant est dominé par un bruit anthropique très périodique (Lehuteur, 2015). Nous avons donc exclu l’hypothèse selon laquelle les fluctuations annuelles observées étaient dues à l’évolution des sources de bruit.

Le modèle numérique modélise les effets de l’évolution de la température de surface et de l’élévation de la nappe phréatique (voir Fig. 4.2). Il s’agit de deux mécanismes environnementaux aux variations annuelles plus ou moins reproductibles et ayant une forte composante saisonnière.

Nous employons les températures atmosphériques moyennes mesurées mensuellement à Rittershoffen (Fig. 4.1 (b)). Compte tenu du climat local, les fluctuations annuelles enregistrées en surface sont faibles : à Rittershoffen, les variations de température ne dépassent pas 20°C d’été en hiver.

Le niveau de la nappe phréatique est mesuré à la station hydrologique d’Haguenau, située à 20 km village de Rittershoffen (voir Fig. 4.7). Dans la région étudiée, plusieurs aquifères se superposent au sein de la croûte supérieure. Ceux-ci sont par exemple recensés dans la demande de concession du projet de géothermie de Rittershoffen. Caractérisons succinctement ces structures géologiques, en rappelant que la coupe géologique de la figure 1.1 répertorie les différentes couches traversées par les puits de Rittershoffen.

Les villages de Rittershoffen, Soultz-Sous-Forêts et Haguenau se trouvent sur la zone alluvionnaire en bordure de nappe phréatique rhénane (voir carte des aquifères du Nord de l’Alsace, Fig. 4.3). L’aquifère rhénan est composé d’alluvions datant majoritairement du quaternaire, et son épaisseur peut atteindre localement plus de 100 mètres. Il constitue l’une des plus importantes ressources en eau souterraine d’Europe. La nappe d’Haguenau, datant du Pliocène, fait partie du bord alluvionnaire de la nappe phréatique et constitue un aquifère majoritairement libre.

Plus en profondeur, l’aquifère calcaire du Muschelkalk supérieur est à perméabilité de type fissurale. L’aquifère des grès du Buntsandstein est à caractère mixte, c’est-à-dire avec coexistence de pores et de fissures.

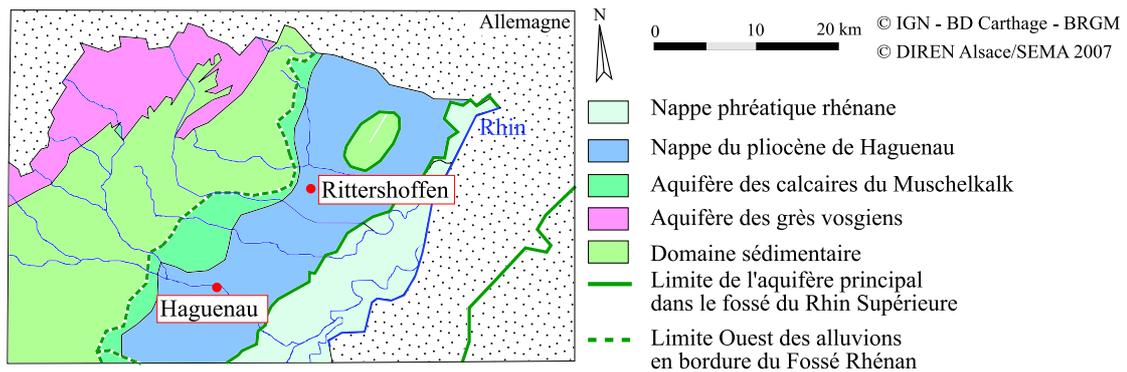


FIGURE 4.3 – Carte des différents aquifères du nord de l’Alsace et localisation des villages de Rittershoffen et de Haguenau en bordure de la nappe phréatique rhénane. *Modifiée à partir de carte DIREN-Alsace, 2007, Coll. Direction Régionale de l’Environnement.*

Le comportement mécanique d’un aquifère diffère en fonction de son confinement. L’évolution du contenu d’un aquifère non confiné entraîne, à de faibles profondeurs, une modification de l’élévation de la nappe. Dans le cas d’un aquifère sous couverture, l’évolution du stockage induit des changements de pression, l’eau étant stockée dans la roche hôte. Ici, nous nous concentrons sur l’effet de l’évolution du niveau de la nappe. Compte tenu des caractéristiques des aquifères locaux, nous supposons que les variations mesurées à Haguenau sont représentatives des fluctuations qui pourraient être observées à Rittershoffen. Les mesures empilées mensuellement pour la période allant de 2012 à 2018 sont converties en pression. Pour le calcul de ces pressions, nous utilisons la densité de l’eau, soit  $1000 \text{ kg/m}^3$ . La série temporelle qui en résulte est représentée dans la figure 4.1 (c). Afin de modéliser l’impact du chargement statique induit à de faibles profondeurs par les fluctuations de la nappe, nous appliquons les fluctuations de pression représentées dans la figure 4.1 (c) sur le haut du système.

Notons toutefois que l’élévation de la nappe varie faiblement (d’environ 2 m) et que les fluctuations de pression au sommet du réservoir sont donc ténues. Les perturbations alors appliquées au système sont considérablement moins importantes que celles imposées dans le chapitre 3.

Dans Code Aster, le problème thermo-élastique est donc défini en imposant les fluctuations de température et de pression représentées dans la figure 4.1 (b) et (c) sur le haut du système. Les variations de pression visent à reproduire l’effet hydrostatique de l’évolution du niveau de la nappe, alors que les variations de température modélisent les effets thermo-élastiques des changements de température atmosphérique. Nous imposons un flux thermique nul ainsi qu’un déplacement nul aux limites de droite, de gauche et sur le bas du système. Le problème ainsi défini est résolu de la même manière que dans la section 3.4. Chaque étape du processus de déformation est dédiée à décrire l’évolution du système pendant un mois.

Nous avons souligné plus haut que les perturbations de température et de pression appliquées sont faibles, ce qui conduit à faiblement déformer le système. Il est alors légitime de se poser la question suivante : comment est-il possible d’expliquer la signature sur la vitesse des ondes d’une perturbation aussi ténue ? La modélisation des effets acousto-élastiques non linéaires permet potentiellement d’expliquer l’impact non négligeable de ces faibles fluctuations sur la vitesse des ondes élastiques propagées à travers le milieu. Afin de définir le système physique permettant de modéliser la propagation des ondes, nous tirons donc directement profit des analyses conduites à l’échelle du laboratoire, puisque notre approche prospective avait démontré la capacité du modèle numérique précédemment développé à reproduire les observations des expériences de laboratoire. La propagation des ondes est donc simulée en prenant en compte les effets de la perturbation appliquée sur la vitesse des ondes propagées dans le milieu (voir chapitre 3 ou section 2.1.3).

**Quelles sont les propriétés mécaniques du système?** Les propriétés mécaniques du milieu de propagation sont choisies pour représenter le granite qui abrite le réservoir exploité à Rittershofen et à Soultz-Sous-Forêts. Vallier et al. (2018) présentent une revue synthétique de propriétés mécaniques qu'il est pertinent d'utiliser dans un tel modèle numérique. Ces propriétés sont dérivées de mesures de laboratoire portant sur des échantillons carotés, ou sont issues d'études géophysiques. La conductivité thermique  $\lambda_{ther}$  et le coefficient de dilatation volumique  $\alpha_V$  sont respectivement  $\lambda_{ther} = 3 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et  $\alpha_V = 14 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  (Vallier et al., 2018). La valeur des modules élastiques et de la densité est celle utilisée pour le modèle présenté dans la section 2.3.2.

**Quels sont les méthodes d'interférométrie appliquées?** Différemment de ce qui était proposé dans les chapitres précédents, nous ne comparons pas directement les signaux provenant d'une même station, enregistrés à différents instants de l'évolution du système (voir Fig. 4.4, (a)). Ici, nous reconstruisons au préalable la fonction de corrélation croisée à partir des enregistrements obtenus en chaque date de l'évolution du système en deux stations de surface. L'image (b) de la figure 4.4 illustre cette approche, dans laquelle les méthodes de CWI sont appliquées afin de comparer les parties causales et acausales des fonctions de corrélation calculées en différentes dates de l'évolution du système.

Afin de comparer les signaux, nous employons ici une technique d'étirement que nous appliquons à l'ensemble de l'enregistrement (voir section 2.3.3 pour une description plus complète du principe de la méthode de CWI).

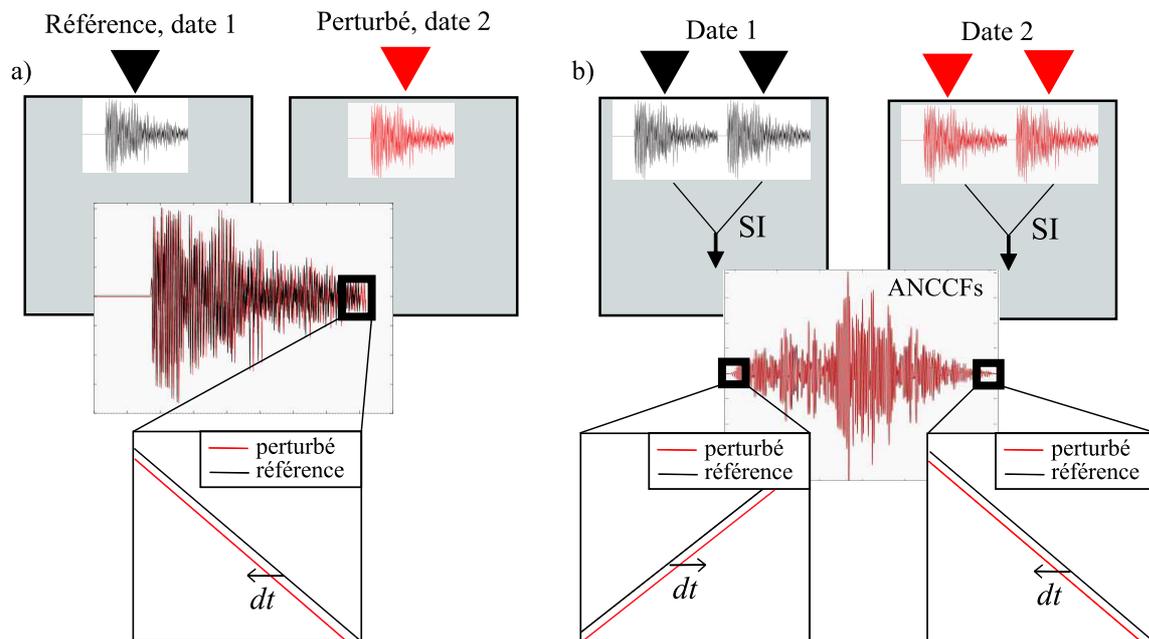


FIGURE 4.4 – Principe des méthodes de CWI appliquées aux mesures synthétiques. (a) Principe de l'approche directe dans laquelle les enregistrements d'une station, obtenus en deux dates différentes de l'évolution du système, sont comparés par CWI. Dans l'approche présentée en (b), les enregistrements obtenus à une date donnée de l'évolution du système en deux stations d'un réseau sont d'abord corrélés. Ce sont les parties causales et acausales des fonctions de corrélation croisée calculées à deux dates distinctes qui sont ensuite comparées par CWI. SI = Interférométrie sismique

### Résultats du modèle numérique exploratoire

Nous démontrons en premier lieu la sensibilité du champ d'onde diffus vis-à-vis de la perturbation appliquée au milieu de propagation. Nous montrons ensuite un accord satisfaisant entre les variations annuelles modélisées (courbes rouge et bleue) et celles observées au moyen des enregistrements de la paire de stations (RITT)-(BETS) (courbe noire, Fig. 4.5). La série chronologique est corrélée aux variations annuelles de l'élévation de la nappe phréatique, représentée dans les sous-figures (c). Nous représentons les séries chronologiques produites numériquement, en comparant les parties causales (en bleu) ou bien les parties acausales (en rouge) des fonctions de corrélation croisée. La concordance entre les mesures observées au moyen des deux parties de la fonction de corrélation croisée indique la consistance des mesures de CWI.

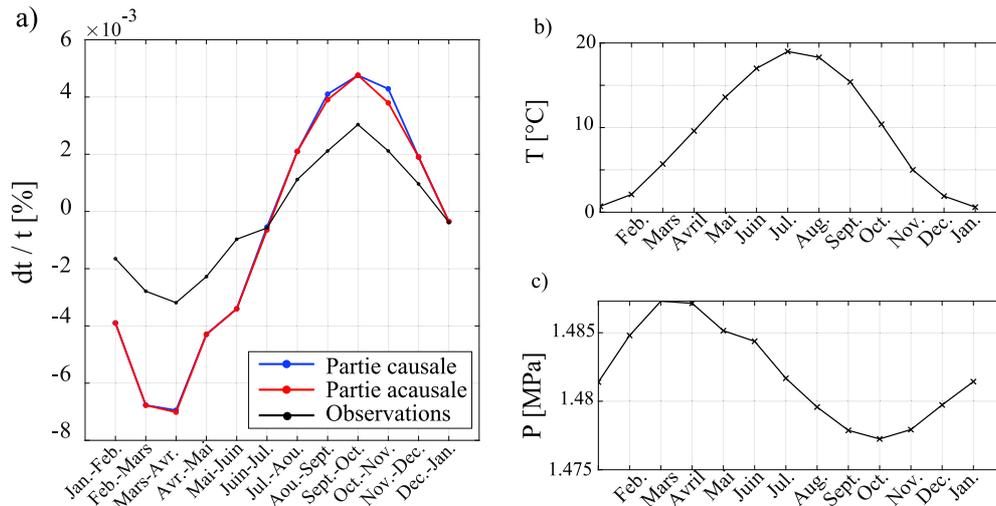


FIGURE 4.5 – (a) Série chronologique mesurée numériquement en comparant les parties causales (en bleu) et acausales (en rouge) des fonctions de corrélation croisée par une méthode d'étirement. Les mesures sont comparées à la série chronologique mesurée avec les enregistrements des stations du réseau (RT) (noir), empilées pour la période 2012-2018. Elles sont représentées au regard des variations annuelles de température de surface (b) et d'élévation de la nappe phréatique (c), convertie en pression.

La flexibilité du modèle numérique nous permet également d'isoler la contribution d'une des perturbations dont nous modélisons les effets, à savoir ici celle des variations de température atmosphériques. En modélisant uniquement l'effet des variations de température de surface, sur la même période synthétique d'un an, nous montrons que la série temporelle mesurée numériquement est corrélée aux variations annuelles de température (Fig. 4.6 (b)). Dans la figure 4.6, nous moyennons les mesures obtenues au moyen des deux parties de la fonction de corrélation croisée, compte tenu du bon accord mis en évidence précédemment entre ces observations (voir Fig. 4.5).

En revanche, nous observons une différence de deux ordres de grandeur entre l'amplitude de ces mesures et celles obtenues lorsque nous modélisons l'influence des changements de niveau de nappe (Fig. 4.6, (a)). Nous démontrons donc l'influence prépondérante des variations d'élévation de la nappe phréatique sur la série temporelle mesurée à partir des signaux synthétiques (représentée Fig. 4.5). Ces mesures nous conduisent donc à identifier la perturbation qui dirige les fluctuations annuelles observées à partir des enregistrements du réseau (RT).

L'identification des mécanismes à l'origine des fluctuations saisonnières permet d'améliorer notre compréhension des effets déduits de la longue série chronologique relative au réseau de Rittershoffen. Afin de *monitorer* le réservoir, il est essentiel de prendre en compte ces mécanismes, puisqu'ils peuvent induire un biais dans le suivi de l'évolution de la structure géologique, ou bien par exemple pour la détection de dynamiques locales d'origine anthropique.

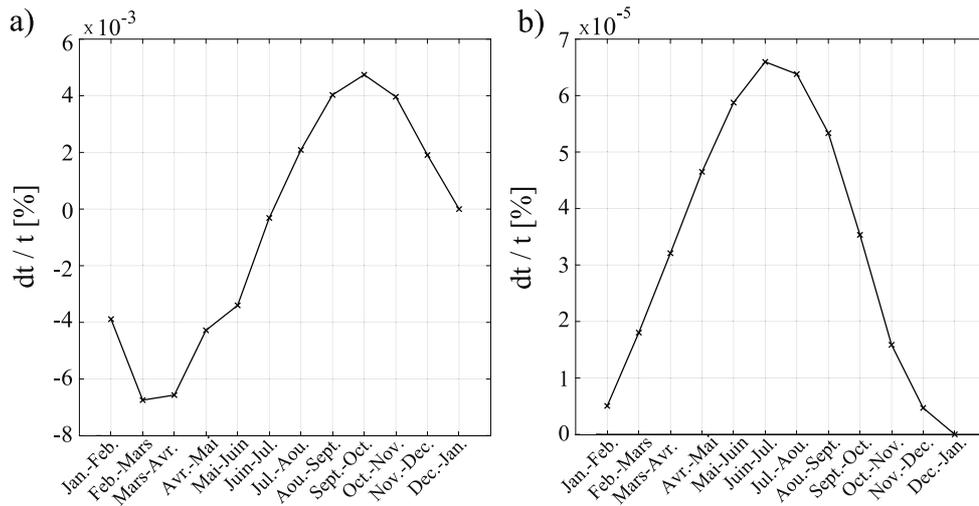


FIGURE 4.6 – (a) Série chronologique observée numériquement en modélisant l’influence des variations de température de surface et des fluctuations de niveau de la nappe phréatique. (b) Série chronologique observée numériquement en modélisant uniquement l’impact de variations de température de surface sur la déformation du système.

Remarquons néanmoins que le milieu numérique proposé constitue une forte abstraction du système réel. Nous avons également simplifié le problème en réduisant l’analyse à une unique annualité fictive. Bien qu’elle soit représentative des fluctuations observées sur la période allant de 2012 à 2018, nous envisageons de modéliser l’ensemble de la série temporelle dans la partie suivante. De plus, nous ne questionnons pas la sensibilité du champ d’onde propagé vis-à-vis de dynamiques liées à l’exploitation du réservoir.

Le modèle préliminaire proposé ici permet toutefois de modéliser les effets d’une perturbation thermo-mécanique sur la propagation d’un champ d’ondes diffus, et ce, dans un système aux dimensions du réservoir. Il constitue donc une base de développement pour un modèle moins abstrait, permettant d’étudier la sensibilité du champ d’onde diffus vis-à-vis de déformations de réservoir de manière plus détaillée.

## 4.4 Développement d'un modèle numérique représentatif du réservoir

### 4.4.1 Développement d'un modèle numérique basée sur le cas d'étude du projet de géothermie de Rittershoffen

#### Description du milieu numérique représentatif du réservoir

Dans l'optique de développer un modèle plus à même de retranscrire les caractéristiques géologiques et structurales de la zone à proximité de Soultz-Sous-Forêts et de Rittershoffen, nous souhaitons employer les principaux éléments de la section géologique représentée dans la figure 4.7 (a). Celle-ci a déjà été décrite dans la figure 1.1. Elle décrit les différentes couches géologiques traversées par les puits des deux sites de géothermie profonde. La coupe géologique est localisée dans la partie (c) de l'image.

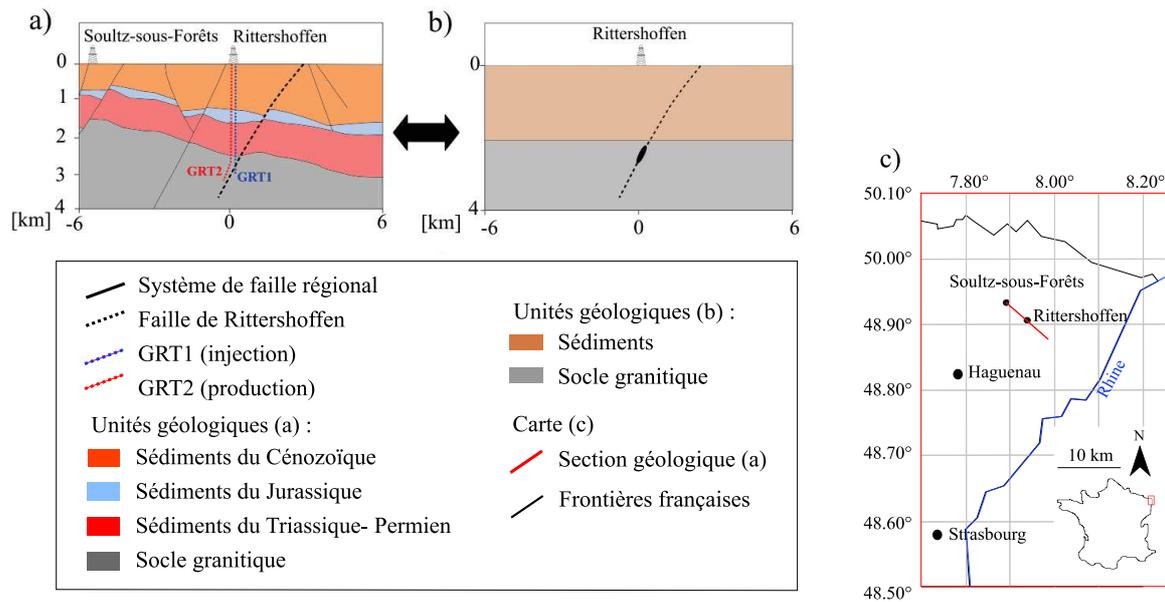


FIGURE 4.7 – (a) Coupe géologique représentant les principales unités traversées par les puits forés à Rittershoffen et Soultz-sous-Forêts (extrait de Baujard et al. (2017)). (b) La section 2D consiste en une interprétation simplifiée de la section transversale. Une couche sédimentaire de 2.2 km d'épaisseur recouvre le réservoir granitique, dans lequel nous avons inséré une inclusion elliptique représentant la surface stimulée autour de la faille Rittershoffen en 2013. (c) Carte précisant l'emplacement des sites de géothermie profonde de Rittershoffen et de Soultz-Sous-Forêts. La carte situe la section géologique présentée dans la sous-figure (a) ainsi que les villes voisines.

Pour le modèle numérique, nous utilisons une représentation simplifiée de cette section géologique. Cette interprétation, que nous présentons en vis-à-vis de la section géologique (Fig. 4.7 (b)), est à la base du développement du modèle numérique. Le modèle du réservoir (Fig. 4.9) consiste donc en une représentation simplifiée du réservoir, en 2D, et à une échelle de 12 km x 4 km. Il est constitué de deux couches homogènes, constituées d'un matériau au comportement élastique : un réservoir granitique et une couche sédimentaire, avec une interface située à une profondeur de 2.2 km. Il est important de noter que nous nous attachons à appliquer un schéma de travail similaire à ce qui a été proposé jusqu'alors : nous souhaitons donc évaluer s'il est possible, au moyen d'un système simple, issu de l'application des résultats obtenus à plus faible échelle, d'étudier les processus à l'origine des fluctuations observées avec les enregistrements du réseau de Rittershoffen, et d'effectuer des prédictions à propos des signaux induits par des dynamiques liés à l'exploitation anthropique du réservoir.

L'inclusion de forme elliptique ajoutée à la couche granitique est utilisée afin de modéliser l'impact de l'exploitation du réservoir géothermique profond. Cette ellipse est d'une longueur de 200 m et d'une largeur de 60 m. Elle consiste en une approximation du volume stimulé autour de la faille de Rittershoffen, lors de la stimulation du puits GRT-1. La stimulation du puits s'est accompagnée d'un large suivi sismique qui a permis de préciser la structure de la faille de Rittershoffen et de caractériser la taille du réservoir (Lengliné et al., 2017; Maurer et al., 2015). La figure 4.8 caractérise la sismicité induite lors de la stimulation du puits. Nous y représentons la sismicité mesurée lors de l'injection hydraulique (points rouges) ainsi que la sismicité retardée, mesurée jusqu'à 4 jours après l'arrêt de l'injection (points bleus) (issu de Lengliné et al. (2017)). Le rectangle gris représente le meilleur plan d'ajustement à la sismicité enregistrée lors de l'injection (Lengliné et al., 2017).

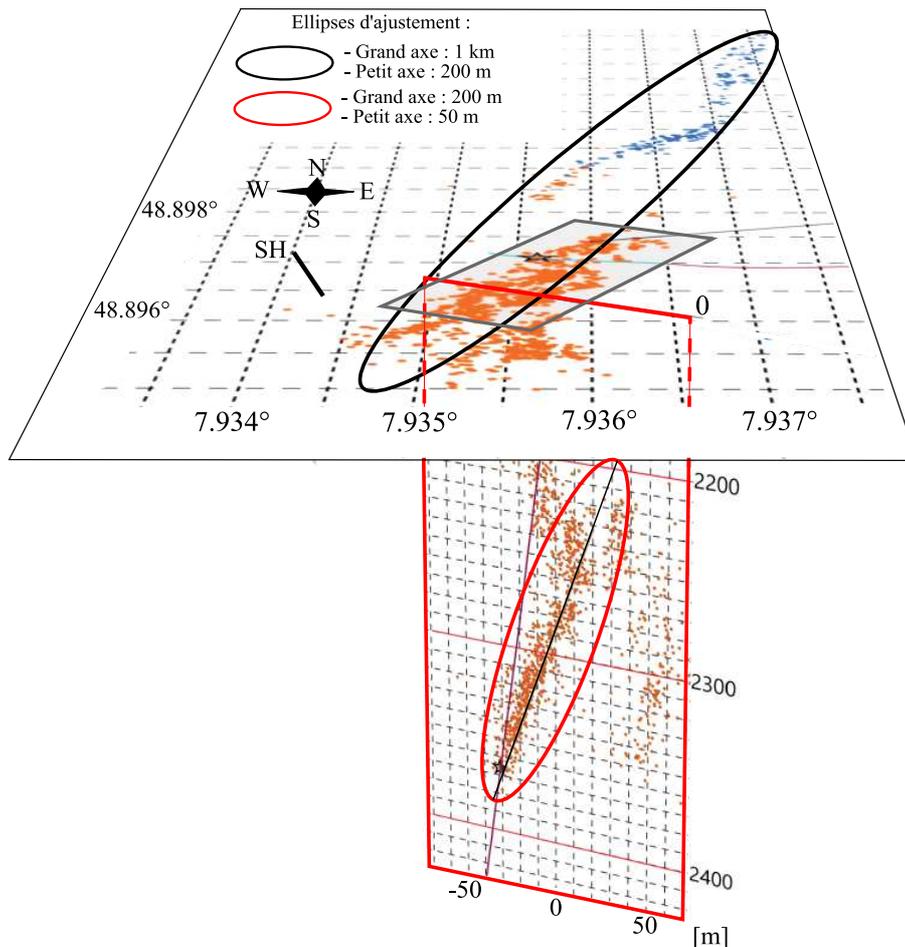


FIGURE 4.8 – Vue cartographique de la sismicité induite lors de la stimulation du puits GRT-1 (issu de Lengliné et al. (2017)). La zone en surface représentée est localisée dans la carte de la figure 1.4. En rouge, nous représentons la sismicité mesurée lors de l'injection hydraulique et en bleu, la sismicité induite retardée, mesurée jusqu'à 4 jours après l'arrêt de l'injection. Le rectangle gris représente le meilleur plan d'ajustement à la sismicité enregistrée pendant l'injection. Un glissement sismique le long de ce plan de faille a été proposé (Lengliné et al., 2017). Le nuage sismique est ajusté par une ellipse (ligne noire) qui s'étend le long de la faille sur une distance de 1000 m. En coupe transversale, nous proposons d'ajuster le nuage sismique par une ellipse dont le grand axe est orienté dans la direction du pendage du plan d'ajustement (rectangle gris). Celui-ci mesure 200 m de long.

Des formes géométriques bi-dimensionnelles ont été adaptées aux points de mesure sismique afin de caractériser l'étendue de la sismicité dans ces plans représentatifs. Une ellipse dont le grand axe s'étend à l'horizontale du plan de faille sur une longueur de 1000 m a donc été adaptée à l'ensemble du nuage sismique représenté sur la carte. Dans la section transversale, nous pro-

posons d'ajuster le nuage sismique par une ellipse dont le grand axe est dirigé dans la direction du pendage du plan de faille. Celui-ci est d'une longueur de 200 m. La géométrie de l'inclusion ajoutée à la couche granitique provient donc de l'ellipse utilisée afin d'évaluer la taille du nuage sismique dans le plan de coupe de la figure 4.8. Notons enfin que ce plan vertical et que la coupe géologique de la figure 4.7 partagent une orientation commune.

Nous attachons enfin un « sous-modèle » en dessous du réservoir. Cette partie du système a pour objectif de produire un champ d'ondes diffus à partir de la source ponctuelle située à sa base. Dans la figure 4.9, ce sous-modèle est représenté sans échelle.

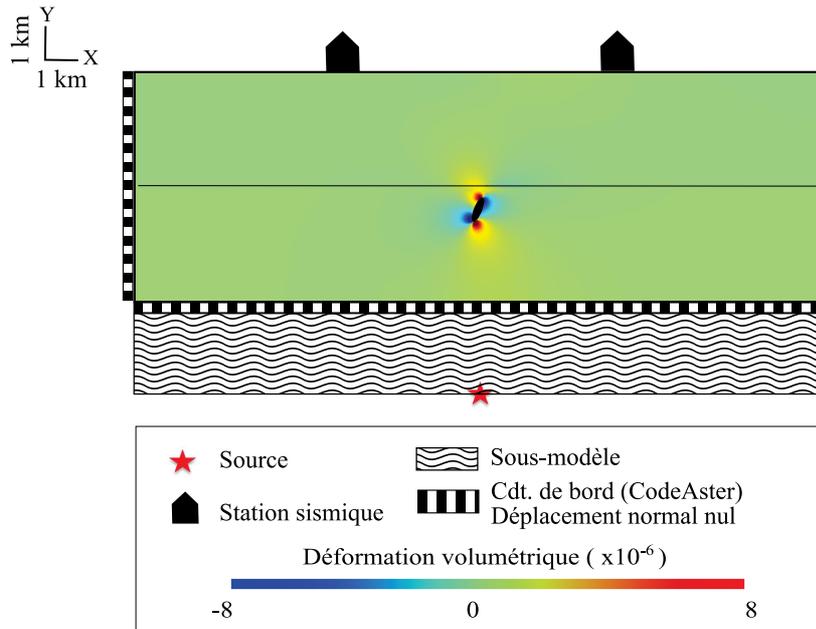


FIGURE 4.9 – Le modèle numérique est composé de deux parties distinctes. La partie supérieure, dédiée à représenter le réservoir géothermique, est déformée de façon itérative. Nous représentons les conditions aux limites appliquées dans Code\_Aster en parallèle de la charge uni-axiale visant à reproduire l'effet du changement d'élévation de la nappe phréatique. L'arrière-plan est une carte de la déformation volumétrique, calculée en modélisation l'effet du déplacement de l'hétérogénéité elliptique. Le sous-modèle attaché à la limite inférieure du modèle de réservoir produit un champ d'ondes diffus à partir de la source localisée sur le bas. Cette partie du modèle n'a pas de réalité physique à proprement parler et est représentée ici sans échelle, à la manière d'une condition de bord pour la simulation de la déformation du système.

### Modélisation de la propagation des ondes et de la déformation du système

Il est important de noter que le milieu auquel s'applique la simulation est composé à la fois du modèle du réservoir *et* du sous-modèle dédié à la diffusion du champ d'ondes (voir Fig. 4.10).

Lorsque nous discrétisons la grille de maillage, nous utilisons une technique de maillage adaptative. La grille de maillage est ainsi rendue plus dense le long du bord supérieur du modèle et autour de l'inclusion elliptique, ce qui permet d'assurer un raffinement adéquat de la grille de maillage à proximité des limites où sont appliquées les conditions de chargement. La longueur caractéristique  $lc$  des éléments est ainsi fixée à 20 m le long de ces limites et est progressivement diminuée. Une distance caractéristique de 100 m est imposée le long du bord inférieur.

La simulation s'appuie sur le même schéma numérique que celui utilisé dans la section précédente. La déformation élastique de la grille de maillage est modélisée pas à pas à l'aide de Code Aster. Compte tenu des conditions de bord et de chargement appliqués au système, la résolution des équations d'équilibre par Code Aster permet d'obtenir le déplacement aux nœuds de la grille

de maillage et de déformer le milieu. La continuité de la grille de maillage est assurée tout au long du processus de déformation. Nous estimons également la déformation volumétrique (c.-à-d. la variation relative du volume) en calculant la trace du tenseur de déformation. Nous utilisons la déformation volumétrique  $e_{vol}$  afin d'évaluer l'état de déformation du système. Notons enfin que nous décrivons ultérieurement les conditions de chargement et les conditions de bords appliqués au milieu, au moment de présenter les scénarios envisagés et les résultats du modèle numérique (section 4.4.3).

Specfem2D permet de simuler la propagation des ondes dans le milieu peu à peu déformé, et produit les enregistrements synthétiques aux récepteurs. À l'échelle du laboratoire, la modélisation prospective de la signature de la déformation du système sur les mesures de CWI a permis de montrer le rôle prépondérant d'effets acousto-élastiques sur la vitesse des ondes propagées dans le milieu déformé (voir section 3.2 pour les résultats de cette étude).

Afin de traduire les effets non-linéaires de la déformation du système sur la vitesses des ondes élastiques, nous employons les éléments théoriques décrits dans la section 2.1.3 et les mêmes méthodes que dans la section 3.2.3. Nous utilisons en particulier l'équation 2.8 afin de calculer le tenseur d'élasticité. Chacune de ses composantes  $C_{ijkl}^*$  dépend des composantes du tenseur de déformation. Cette expression du tenseur d'élasticité induit une non-linéarité dans la relation entre contraintes et déformations.

Ce comportement est implémenté dans Specfem2D au moyen d'un modèle qualifié d'externe, permettant de spécifier le comportement rhéologique de chaque nœud de la grille de maillage. Ce faisant, l'acousto-élasticité a un effet anisotrope sur les vitesses des ondes propagées dans le milieu déformé. Dans Code Aster, nous employons une relation linéaire entre contraintes et déformations, impliquant les constantes élastiques du second ordre.

### Paramètres mécaniques des matériaux

Le milieu numérique décrit le réservoir comme étant composé de couches homogènes et isotropes, et ne détaille pas la complexité géologique de chaque unité (Aichholzer et al., 2016; Heap et al., 2017; Kushnir et al., 2018; Vallier et al., 2018). Les propriétés mécaniques du granite composant le sous-modèle ainsi que la couche la plus profonde du modèle du réservoir sont choisies de façon à représenter le granite « à deux micas » qui abrite le réservoir géothermique profond exploité à Rittershoffen et à Soultz-Sous-Forêts (p.ex. Hooijkaas et al., 2006).

À Rittershoffen, les forages ont été effectués exclusivement en mode destructif. Il n'est donc pas possible de baser le développement du modèle numérique sur des mesures directes des propriétés des sédiments et des granites. En revanche, les unités géologiques traversées par les puits GRT-1 et GRT-2 sont similaires à celles recoupées par les puits du site voisin de Soultz-Sous-Forêts (voir la coupe géologique de la Fig. 4.7). Pour assurer une certaine représentativité des paramètres physiques utilisés dans le modèle, nous utilisons donc les résultats d'études caractérisant les propriétés des unités géologiques recoupées par les puits de Soultz-Sous-Forêts. De même que dans la section précédente, nous employons la synthèse proposée par Vallier et al. (2018). Pour la couche granitique inférieure, le module d'Young  $E$ , le rapport de Poisson  $\nu$  et la densité  $\rho$  sont respectivement  $E = 56$  GPa,  $\nu = 0.28$ ,  $\rho = 2800$  kg.m<sup>-3</sup>. Les paramètres mécaniques de la couche sédimentaire supérieure sont respectivement  $E = 23$  GPa,  $\nu = 0.15$ ,  $\rho = 2270$  kg.m<sup>-3</sup>.

Les paramètres élastiques du troisième ordre (TOECs)<sup>4</sup> sont choisis de Winkler and Liu (1996). Les auteurs ont inversé simultanément les trois coefficients  $L$ ,  $M$ ,  $N$  pour divers échantillons de roche, en se basant sur les résultats d'essais uni-axiaux réalisés dans des conditions hydrostatiques. Les auteurs ont de plus évalué l'incertitude sur les valeurs inversées, ce qui nous conduira à tester la sensibilité des mesures du modèle numérique vis-à-vis de la valeur de ces paramètres. Nous utilisons les TOECs mesurés pour un granite de Westerly, qui est un granite similaire au gra-

4. utilisés pour modéliser les effets acousto-élastiques

nite « à deux micas » qui abrite le réservoir géothermique profond exploité à Rittershoffen :  $L = -21\,377 \pm 2606$  GPa,  $M = -27\,262 \pm 2436$  GPa et  $N = -14\,017 \pm 2780$  GPa. Pour la couche sédimentaire, nous utilisons  $L = -8302 \pm 1739$  GPa,  $M = -11\,299 \pm 1482$  GPa et  $N = -9730 \pm 1522$  GPa.

#### 4.4.2 Propagation d'un champ diffus dans le modèle du réservoir

##### Un sous-modèle pour la diffusion des ondes

La figure 4.10 représente l'ensemble du milieu numérique, c'est-à-dire le sous-modèle avec le modèle du réservoir. Dans Code Aster, aucune déformation n'est introduite dans le sous-modèle. Les conditions de bord appliquées au système conduisent en effet à déformer uniquement le modèle du réservoir (voir Fig. 4.9). Lorsque nous simulons la propagation des ondes, nous assurons la continuité de la grille de maillage entre les deux parties du modèle. Pour éviter toute réflexion parasite à la limite entre le modèle de réservoir et le sous-modèle, ce dernier est constitué du même matériau que la couche inférieure du modèle du réservoir.

La figure 4.10 illustre également la manière dont nous avons adapté la géométrie du modèle numérique exploratoire décrit dans la section précédente (voir Fig. 4.2). Le sous-modèle comprend en effet un ensemble de grandes inclusions circulaires fictives de 1.2 km de diamètre. Afin de produire un champ d'ondes diffus dans la gamme de fréquences considérée, nous définissons un fort contraste entre les coefficients élastiques des inclusions et ceux du milieu environnant. Puisqu'aucune déformation n'est introduite dans le sous-modèle, les effets acousto-élastiques ne sont pas modélisés dans ce domaine. Nous y fixons donc la valeur des TOECs à zéro.

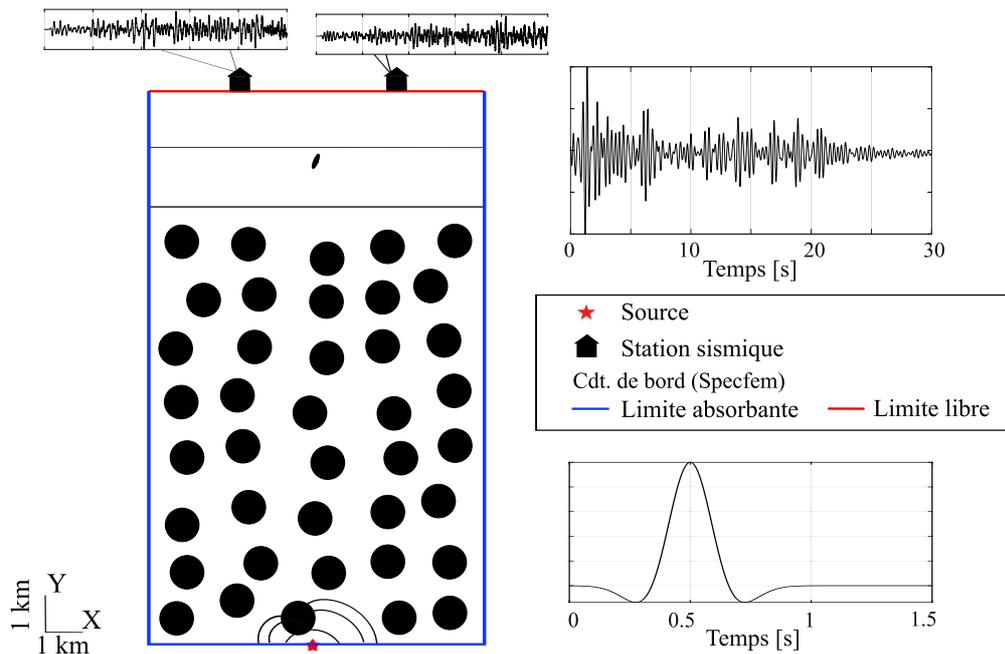


FIGURE 4.10 – Géométrie du modèle numérique : la partie supérieure du modèle numérique est consacrée à modéliser la section géologique présentée dans la figure 4.7 (a) et le sous-modèle est constitué d'inclusions circulaires permettant de diffuser le champ d'ondes propagé depuis la source ponctuelle située sur la face inférieure. La source émet une ondelette de Ricker, avec une fréquence centrale de 2 Hz. Les formes d'ondes sont enregistrées en deux stations séparées de 2.6 km, et sont ensuite corrélées entre elles. Lors de la simulation de la propagation de l'onde, la limite supérieure du modèle est libre alors que nous appliquons une condition d'absorption aux autres bords du milieu numérique.

Les stations (RITT) et (BETS) du réseau (RT) (voir Fig. 1.4) et la paire de stations du modèle (voir Fig. 4.10) partagent la même disposition. Lorsque nous simulons la propagation d'ondes, nous imposons des conditions d'absorption aux limites du milieu. La condition aux limites est dite de Stacey (Stacey, 1988). La face du dessus est en revanche une limite libre.

Les formes d'ondes enregistrées aux deux stations sont issues de la contribution de nombreuses ondes réfléchies qui ont parcouru des trajets complexes en raison des multiples réflexions se produisant aux limites des inclusions circulaires. Deux formes d'ondes, ainsi que leur fonction de corrélation croisée, sont représentées dans la figure 4.10. Ces signaux suggèrent l'établissement d'un régime de forte diffusion.

Le champ d'ondes est propagé à partir de la source ponctuelle localisée en bas du sous-modèle. La fonction source appliquée est une ondelette de Ricker standard, définie dans l'équation 2.11. Nous utilisons une fréquence centrale  $f_0$  de 2 Hz. La fonction source est représentée en complément de la figure 4.10.

Dans les paragraphes suivants, nous présentons un ensemble de tests ayant permis de vérifier que le sous-modèle conduit à propager un champ diffus dont les caractéristiques sont pertinentes compte tenu des objectifs de notre étude.

### Évaluation du contenu spectral des fonctions de corrélation croisée

Nous vérifions d'abord la similitude des contenus spectraux des fonctions de corrélation croisée. Dans la figure 4.11, nous représentons les densités spectrales de puissance (PSD) calculées dans les deux cas : à partir des fonctions de corrélation croisée mesurées avec les enregistrements du réseau (RT) (courbe noire) ou bien à partir de celles calculées avec les signaux synthétiques (courbe rouge). Les deux spectres sont très similaires après que les enregistrements aient été filtrés dans la gamme de fréquences [1-3] Hz. Nous mesurons un coefficient de corrélation normalisé d'une valeur de 0.95 entre les deux spectres affichés.

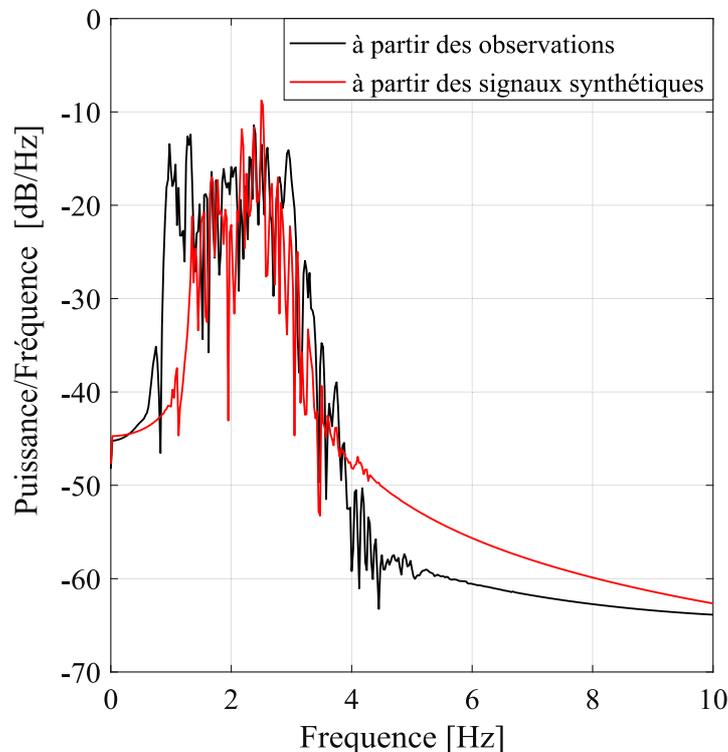


FIGURE 4.11 – Densité spectrale de puissance (PSD) des fonctions de corrélation croisée mesurée avec les enregistrements des stations (RITT) et (BETS) (ligne noire), ou bien à partir des formes d'onde synthétiques (ligne rouge).

### Convergence des fonctions de corrélation croisée vers la fonction de Green synthétique

Afin d'évaluer l'efficacité du sous-modèle, nous testons également la convergence du signal construit à partir de la corrélation croisée des enregistrements synthétiques, vers l'onde d'impulsion se propageant d'une station à l'autre, c'est-à-dire la fonction de Green synthétique. Le modèle numérique proposé permet en effet de calculer une telle fonction en appliquant une impulsion de Dirac à une station, et en enregistrant la réponse à cette source ponctuelle au niveau de la seconde station de surface (voir Fig. 4.12 (a)).

La comparaison des deux formes d'ondes (voir Fig. 4.12 (b)) montre que le signal reconstruit par corrélation croisée<sup>5</sup> converge vers la fonction de Green synthétique. En effet, les enveloppes des deux formes d'onde sont très similaires après filtrage dans la bande de fréquences [1-3] Hz.

Nous analysons ensuite la composition de ces signaux. Dans chacun d'entre eux, il est possible d'identifier les arrivées de différentes phases, dont les temps d'arrivées sont comparables d'un signal à l'autre. Les arrivées prononcées peuvent être reliées à des trajets directs ou réfléchis en calculant les temps de parcours d'ondes balistiques. Ainsi, les arrivées identifiées peu avant 2 s correspondent à un trajet direct de la source virtuelle au récepteur, alors que celles autour de 6 s coïncident avec une réflexion ayant lieu à la base du modèle du réservoir.

Il existe cependant des différences entre les deux signaux. Ces dissemblances suggèrent une différence de sensibilité des deux signaux vis-à-vis de l'ensemble de diffuseurs constituant le sous-modèle. Ainsi, la fonction de corrélation croisée est construite à partir d'ondes diffuses, transmises à travers le sous-modèle. En revanche, la fonction empirique de Green est calculée à partir d'une source et d'un capteur qui sont localisés en surface. Ainsi, peu d'énergie explore le domaine diffusant du milieu de propagation.

### Modélisation de la propagation d'un champ diffus

Nous vérifions ensuite que les propriétés du champ d'ondes produit par le sous-modèle sont bien celles d'un champ diffus, et que ses propriétés sont représentatives de celles tirées de l'étude des enregistrements des stations du réseau (RT). Nous appliquons pour cela les méthodes décrites dans la section 2.2.2.

Nous analysons d'une part, une fonction de corrélation croisée mesurée au moyen des enregistrements des stations (RITT) et (BETS), et d'autre part, celle calculée à partir des formes d'ondes synthétiques. La figure 4.13 montre l'évolution de la fonction  $\ln U(t)$ , c'est-à-dire la représentation logarithmique et normalisée de la fonction de densité d'énergie  $W(t)$ . La figure conduit à observer une stabilisation progressive du rapport d'énergie au cours des 30 s d'enregistrement. Cette évolution de l'énergie sismique est caractéristique d'un régime de diffusion.

En utilisant une régression des moindres carrés et le modèle de diffusion décrit par les équations 2.13, nous calculons le meilleur ajustement aux mesures du modèle numérique (ligne rouge discontinue) et aux observations relatives au réseau sismique (RT) (ligne noire discontinue). En inversant le coefficient  $a_3$ , nous calculons le libre parcours moyen  $\ell$ . Lorsque nous analysons les signaux synthétiques, nous calculons une valeur de 1.32 km. Le libre parcours moyen mesuré et les paramètres géométriques du modèle satisfont à l'inégalité permettant d'assurer l'établissement d'un régime de diffusion multiple. Le milieu numérique est donc propice à la propagation d'un champ d'ondes diffus, ce qui constitue une hypothèse nécessaire à l'application de méthode de CWI.

En appliquant la même méthode aux enregistrements du réseau (RT), nous estimons un libre parcours moyen  $\ell$  de 1.24 km. La variation de 6% entre les deux mesures montre qu'elles sont concordantes. Ce résultat indique que les propriétés acoustiques du modèle numérique sont représentatives de celles déduites de l'analyse des enregistrements des stations (RITT) et (BETS). De plus, nous mesurons un coefficient de corrélation de 0.94 entre les fonctions temporelles représentées dans la figure 4.13.

5. c.-à-d. le signal se propageant entre deux sources virtuelles actives localisées à l'emplacement des stations

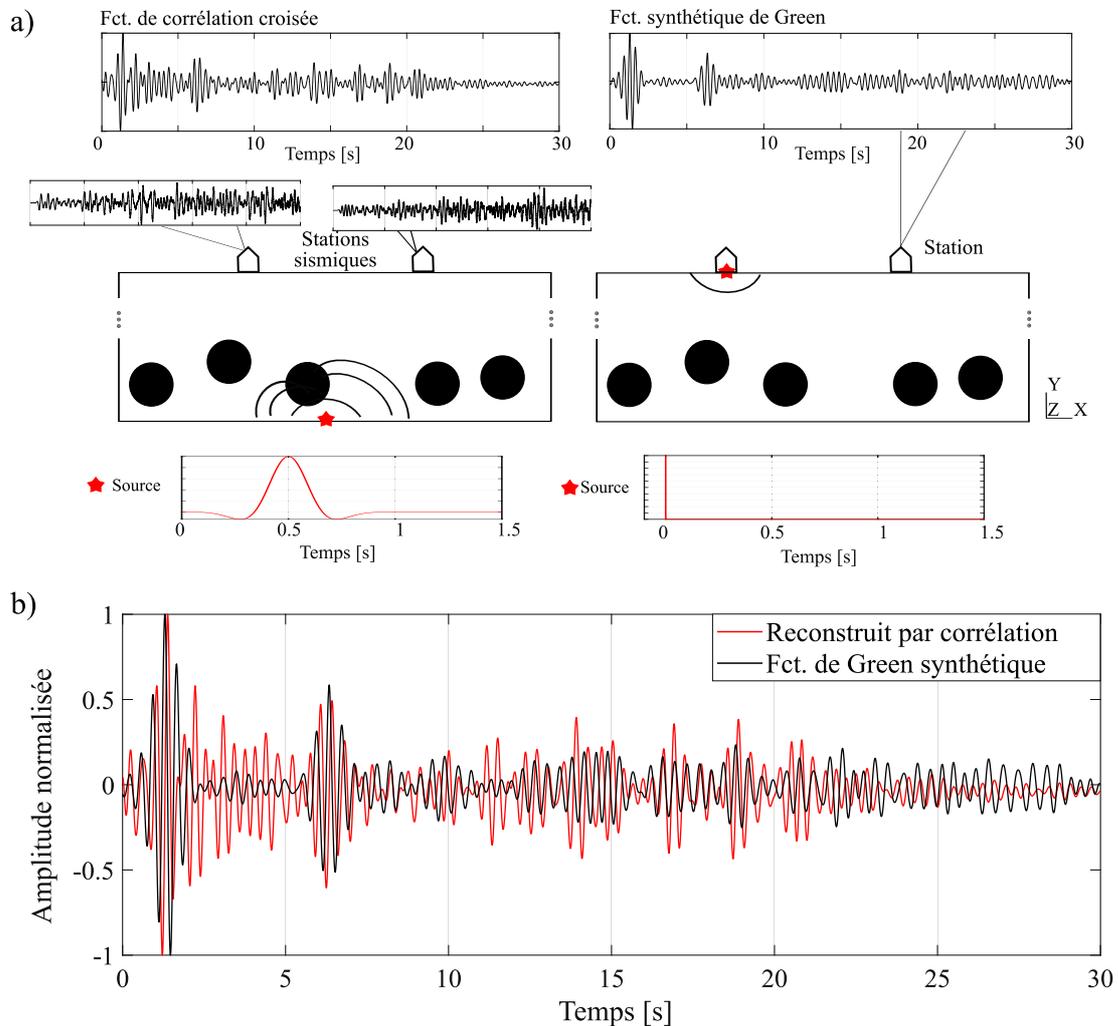


FIGURE 4.12 – (a) Illustration du principe de l'analyse. *Gauche* : une impulsion de type Ricker (voir l'insert du bas) est appliquée en bas du sous-modèle. Les formes d'onde enregistrées en deux stations de surface sont corrélées entre elles. *Droite* : en utilisant la même disposition des récepteurs, une impulsion de Dirac (voir encart inférieur) est appliquée à l'emplacement d'une station et la fonction synthétique de Green est enregistrée à l'emplacement de la seconde station de la paire. (b) Nous comparons la fonction synthétique de Green à la forme d'onde reconstruite par corrélation croisée, après filtrage dans la bande de fréquences [1-3] Hz. Nous montrons de fortes similitudes entre les enveloppes des deux signaux. Nous identifions des amplitudes fortes avant 2 s et autour de 6 s. À partir de la distance entre les stations et des vitesses d'onde utilisées dans la simulation, nous calculons un temps d'arrivée de 1.2 s pour les ondes S directes, ce qui correspond aux premières arrivées identifiées dans les deux signaux. Nous attribuons les arrivées significatives autour de 6 s aux ondes réfléchies au fond du modèle du réservoir. Pour ces trajets balistiques, nous ne proposons toutefois pas de géométrie univoque, compte tenu de la complexité structurelle du milieu.

L'ensemble de ces résultats prouvent que le comportement acoustique du milieu fictif proposé est pertinent et représentatif du comportement d'une structure géologique réelle, que nous caractérisons au moyen des enregistrements du réseau (RT).

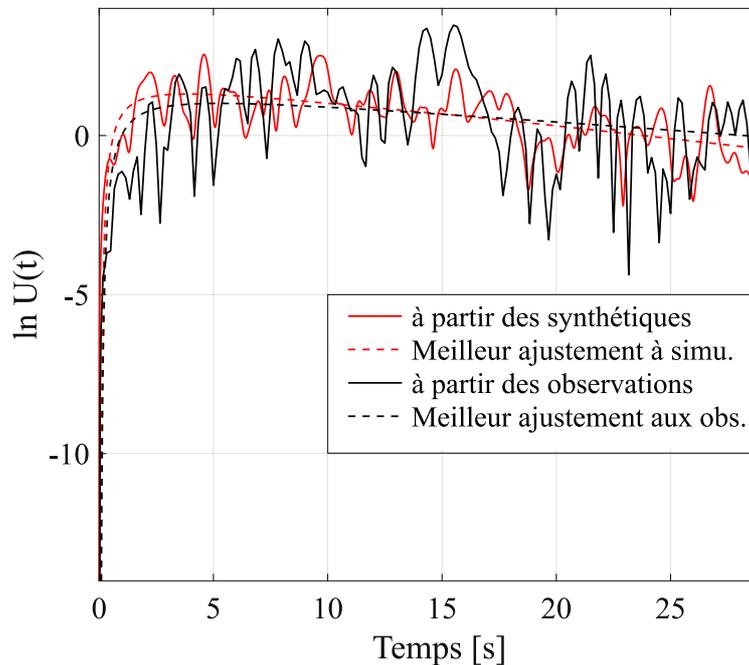


FIGURE 4.13 – Les propriétés de diffusion sont caractérisées à partir de la mesure de la variation temporelle de l'expression logarithmique et normalisée,  $\ln U(t)$ , de la densité d'énergie  $W(t)$  (voir texte principal). Ces fonctions sont calculées en utilisant les corrélations croisées des formes d'ondes synthétiques (ligne rouge unie) ou bien celles calculées au moyen des enregistrements des stations du réseau (RT) (ligne noire unie). Les lignes pointillées représentent la meilleure adaptation, déterminée par une méthode des moindres carrés, du modèle de diffusion décrit à partir des équations 2.13, aux variations temporelles observées.

### Interférométrie des ondes de *coda* pendant le chargement du réservoir

De la même manière que dans la section précédente, nous comparons chronologiquement les formes d'onde reconstruites à partir de la corrélation croisée des enregistrements de deux stations de surface. En effet, la comparaison par CWI des signaux produits en deux dates distinctes de l'évolution du système vise typiquement à quantifier un changement de cohérence ou un retard dans les temps de parcours des ondes. Cette étude chronologique permet d'inférer d'infimes changements dans les propriétés du système. Le principe de cette approche est illustré dans la figure 4.4. Il y est comparé à celui d'une approche directe, conduisant à comparer les formes d'ondes enregistrées à différents instants de l'évolution du système et en une station unique.

Nous utilisons ici une technique d'étirement, que nous appliquons à l'ensemble des signaux synthétiques. Nous comparons à la fois les parties causales et les parties acausales des fonctions de corrélation croisée calculées en différentes dates de l'évolution du système.

#### 4.4.3 Surveillance de l'évolution du système

Nous cherchons à identifier les perturbations qui pourraient être détectées et suivies en étudiant la variation chronologique de retards relatifs de temps de parcours,  $dt/t$ . Dans le domaine de la surveillance des réservoirs, cette technique de surveillance passive et non intrusive pourrait être appliquée afin de soutenir la gestion des réservoirs dans divers contextes géotechniques et dans divers environnements opérationnels, comme l'injection et l'extraction de fluide. Pour cela, nous modélisons l'impact sur le système de différents processus.

- Afin de calibrer et valider le modèle, nous tentons de reproduire les variations saisonnières observées à l'aide des enregistrements du réseau (RT), dans la bande de fréquences [1-3] Hz. Pour cela, nous modélisons l'impact pluri-annuel des fluctuations du niveau de la nappe phréatique : dans la section précédente, nous avons déduit des mesures numériques que cette perturbation environnementale pilote les fluctuations saisonnières observées dans la série chronologique (voir section 4.3).
- Nous reproduisons ensuite des scénarios de déformation en lien avec l'exploitation de la ressource géothermique. Il s'agit d'une approche prédictive, visant à préjuger de la sensibilité du champ d'ondes diffus vis-à-vis de perturbations ayant une origine anthropique, et agissant localement sur des temporalités plus courtes (typiquement de quelques heures à quelques jours).

### Calibration et validation du modèle numérique : modélisation des fluctuations saisonnières

Nous proposons donc de valider le modèle numérique en reproduisant les fluctuations de la série chronologique pluri-annuelle mesurée par Kula et al. (2018) (Fig. 4.15). Nous modélisons ici l'ensemble de la série temporelle, de 2012 à la fin de l'année 2017, et avec l'échantillonnage initial de 10 jours. Nous avons pour cela effectué plus de 200 simulations, soit une pour chaque période de 10 jours séparant deux enregistrements, et ce, pendant les 6 années de mesures.

Le chargement appliqué sur le bord supérieur du milieu permet de modéliser l'impact du changement d'élévation de la nappe phréatique sur la déformation du système. Dans la section 4.3, nous avons montré que les variations de pression occasionnées influençaient les mesures de CWI de manière bien plus prépondérante que les variations de température de surface. Afin de modéliser les variations hydrostatiques causées par des modifications du niveau de la nappe, nous appliquons à nouveau des fluctuations normales de contraintes sur le haut du système.

L'élévation de la nappe phréatique est mesurée tous les 10 jours à la station d'Haguenau, à environ 20 km de Rittershoffen (voir Fig. 4.7). Compte tenu des caractéristiques de la nappe, nous supposons que les variations à Rittershoffen sont bien approximées par celles observées à la station d'Haguenau. Nous convertissons les hauteurs d'eau en pression, en utilisant pour la densité de l'eau  $1000 \text{ kg/m}^3$ . La série temporelle utilisée dans le modèle numérique est représentée dans la figure 4.14.

Les conditions aux limites consistent en des déplacements normaux nuls (voir Fig. 4.9). Celles-ci sont souvent appelées conditions œdométriques. Nous appliquons également une condition de déplacement nul entre le sous-modèle et la partie supérieure du milieu, afin qu'aucune déformation ne soit introduite dans la partie basse du modèle.

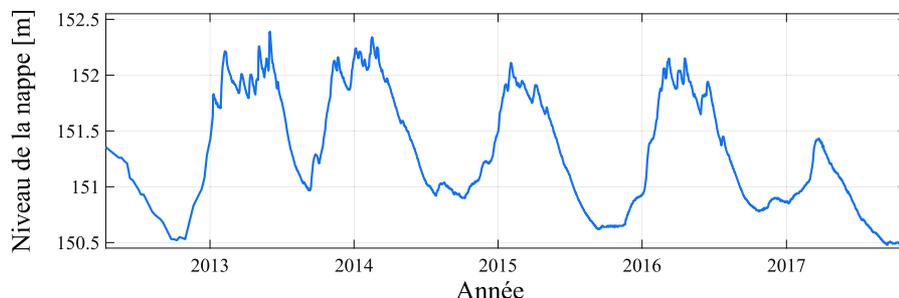


FIGURE 4.14 – Série chronologique du niveau de la nappe phréatique mesurée à Haguenau avec un taux d'échantillonnage de 10 jours. La série chronologique s'étend du début de l'année 2012 à la fin de l'année 2017.

Dans la bande de fréquences [1-3] Hz, nous démontrons à nouveau la sensibilité du champ d'ondes vis-à-vis de la perturbation d'origine environnementale appliquée au système (Fig. 4.15). Nous étudions ici l'évolution de la moyenne des retards relatifs mesurés en appliquant la tech-

nique d'étirement à la partie causale et à la partie acausale des fonctions de corrélation croisée. De même que dans la figure 4.5, nous montrons que les deux mesures sont consistantes : la différence entre les retards relatifs s'élève au maximum à 1.5 % de leur valeur moyenne.

La figure 4.15 montre également l'impact prépondérant des effets acoustoélastiques sur les mesures de délais. En effet, lorsqu'ils sont omis dans la modélisation de la propagation des ondes, les retards relatifs  $dt/t$  mesurés numériquement diminuent d'environ deux ordres de grandeur (voir la courbe pointillée rouge Fig. 4.15 (b)).

Sur l'ensemble de la période de près de 6 ans modélisée, les résultats du modèle numérique, représentés dans la figure 4.15 sous la forme d'un trait rouge continu, sont en bon accord avec les mesures obtenues à l'aide des enregistrements du réseau (RT) (trait noir continu). Lorsque les effets acoustoélastiques sont intégrés dans la simulation, les retards relatifs  $dt/t$  observés sont du même ordre de grandeur, même si les magnitudes prédites au moyen du modèle numérique sont plus fortes. Les deux séries chronologiques sont cohérentes d'une année à l'autre. Nous calculons un coefficient de corrélation croisée normalisé de 0.98 entre les deux séries temporelles. Malgré la différence d'amplitude observée, ces résultats montrent que le système physique produit est en capacité de traduire la signature de la déformation du réservoir sur les mesures d'interférométrie.

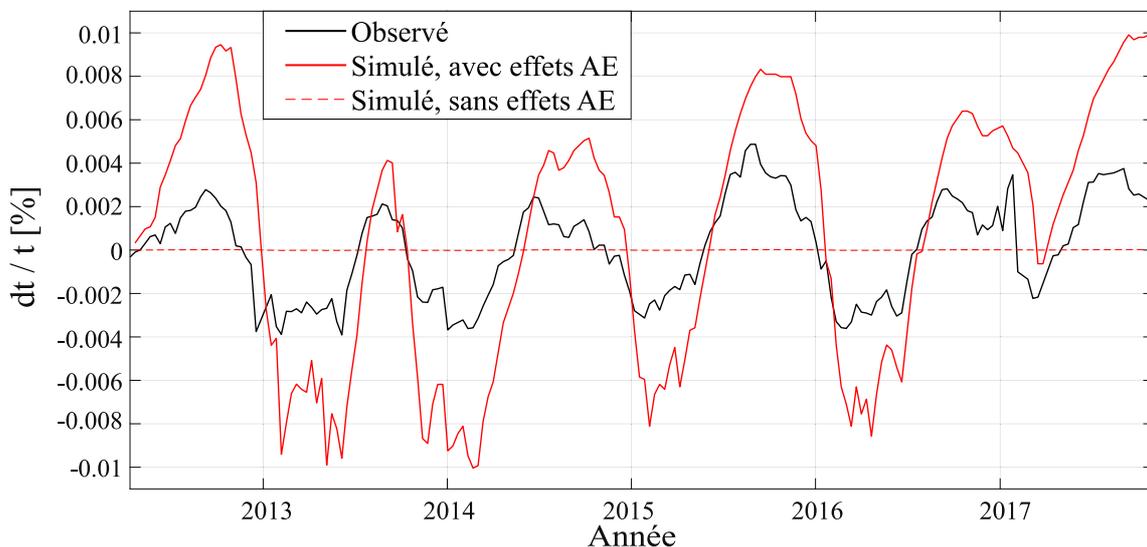


FIGURE 4.15 – La série chronologique du retard relatif  $dt/t$  prédit par le modèle numérique (ligne rouge), est comparée à celle calculée en appliquant les techniques d'ANI aux signaux enregistrés au voisinage de la centrale géothermique de Rittershoffen (ligne noire). L'étude se concentre sur les résultats obtenus dans la bande de fréquences de 1 à 3 Hz. La ligne pointillée rouge montre les mesures du modèle prédictif lorsque nous omettons l'impact des effets acousto-élastiques (AE).

### Surveillance de déformations liées à l'exploitation du réservoir

Le modèle développé dans cette section du manuscrit contribue notamment à étudier la sensibilité du champ d'ondes diffus vis-à-vis de mécanismes agissant à une échelle plus locale que les perturbations environnementales modélisées jusqu'alors. La modélisation de ces mécanismes est dédiée à reproduire l'effet d'une activité anthropique sur la déformation du système.

Nous basons notre approche sur le cas de la stimulation hydraulique du puits GRT-1 de Rittershoffen, opérée en juin 2013. Pendant les injections, la surpression mesurée en fond de puits a varié progressivement de 0 à 3.1 MPa (courbe noire, Fig. 4.16 (a)). L'injection a débuté le 27 juin et le débit a plafonné à  $80 \text{ L}\cdot\text{s}^{-1}$  le 28 juin, quelques heures après le début de l'injection (Baujard et al., 2017). Afin de reproduire l'évolution temporelle de la surpression mesurée en fond de puits, nous approximations la courbe par une fonction en échelons (courbe rouge, Fig. 4.16 (a)). La série temporelle obtenue est utilisée afin d'appliquer des variations de pression interstitielle à l'inclusion

elliptique du modèle. Nous rappelons que cette surface est dédiée à représenter la zone stimulée autour de la faille de Rittershoffen.

En second lieu, nous avons cherché à vérifier si le glissement asismique proposé par Lengliné et al. (2017) pouvait être détecté à partir de la série chronologique des mesures d'ANI. Afin d'expliquer la sismicité retardée, c'est-à-dire celle représentée en bleu dans la figure 4.8, Lengliné et al. (2017) ont en effet suggéré l'existence d'un déplacement asismique du plan de faille imagé par la sismicité mesurée pendant les opérations (représentée en rouge dans la figure 4.8). Nous avons pour cela imposé un champ de déplacement en cisaillement au même domaine elliptique. Nous appliquons la solution de Segedin (1951) : celle-ci est proposée afin d'étudier le déplacement d'une fissure sans traction, soumise à un cisaillement lointain. Segedin (1951) propose que la seule composante de déplacement non nulle à la surface d'une ellipse soumise à un cisaillement lointain, notée  $U$ , est orientée dans la direction du cisaillement, et est définie selon l'équation 4.1. Pour chaque point du bord de l'inclusion elliptique, à une distance  $r$  du centre de l'ellipse, nous calculons le déplacement appliqué selon l'équation 4.1.  $R_{ell}$  est ici le rayon du grand axe de l'ellipse et  $U_{max}$  est le déplacement maximal appliqué dans la direction de cisaillement.

$$U(r) = \pm U_{max} \sqrt{1 - \frac{r^2}{R_{ell}^2}} \quad (4.1)$$

Les signes positifs et négatifs s'appliquent aux deux bords opposés de l'inclusion elliptique. La direction du cisaillement est définie par l'axe principal de l'ellipse. Nous rappelons que cet axe est orienté dans la même direction que le plan de faille illustré dans la figure 4.8. Nous considérons que le déplacement maximal  $U_{max}$  a atteint, dans chaque direction de cisaillement, une valeur de 0.5 cm le 2 juillet, quatre jours après la fin de l'injection (Lengliné et al., 2017). Nous approximons l'évolution temporelle du glissement en cisaillement par une variation linéaire du déplacement maximal  $U_{max}$  (Fig. 4.16 (c)).

En arrière-plan de la figure 4.9, nous représentons à titre d'exemple le champ de déformation calculé lorsque le déplacement  $U_{max}$  est de 0.5 cm. Il s'agit plus précisément de la variation spatiale de la déformation volumétrique, calculée au moyen de Code Aster.

Pour les deux types de perturbations modélisées, nous représentons les prédictions du modèle numérique en termes de délais relatifs  $dt/t$  dans les figures 4.16 (b) et (d). Nous montrons que le champ d'ondes diffus analysé est sensible au champ de déformation local induit par les variations de pression appliquées (sous-figure (b)) et par le déplacement progressif de la fissure (sous-figure (d)). La série chronologique produite à l'aide des enregistrements synthétiques permet d'inférer l'évolution globale du système.

Le modèle suggère que les variations de la pression du fluide induisent une diminution des délais relatifs pendant l'injection hydraulique. Cette diminution s'élève à  $3.4 \cdot 10^{-6}$  lorsqu'une pression de 3.1 MPa est appliquée à l'inclusion elliptique. Cet effet est plus ténu que celui causé par les variations annuelles d'élévation de nappe. En effet, la perturbation environnementale précédemment modélisée induisait des variations saisonnières de l'ordre de  $10^{-4}$ . Celles engendrées par les injections semble se situer dans la limite de détection d'analyses portant sur les enregistrements de réseaux sismiques ( $\sim 10^{-5}$ ), sans être toutefois négligeable. Lorsque le déplacement appliqué à l'inclusion est maximal (soit lorsque  $U_{max} = 0.5$  cm), la diminution du délai relatif  $dt/t$  atteint  $4.4 \cdot 10^{-6}$ . La variation est donc légèrement plus importante que celle induite par les effets de pression.

#### 4.4.4 Discussion des mesures

##### Effets de l'environnement et mécanismes liés à l'exploitation du réservoir

**Fluctuations saisonnières et mécanismes environnementaux dans les séries chronologiques pluri-annuelles** Le modèle numérique proposé dans cette section a l'avantage de modéliser la longue série chronologique résultant de l'analyse des enregistrements du réseau (RT). Dans les études traitant de longues séries temporelles, des variations saisonnières sont souvent observées.

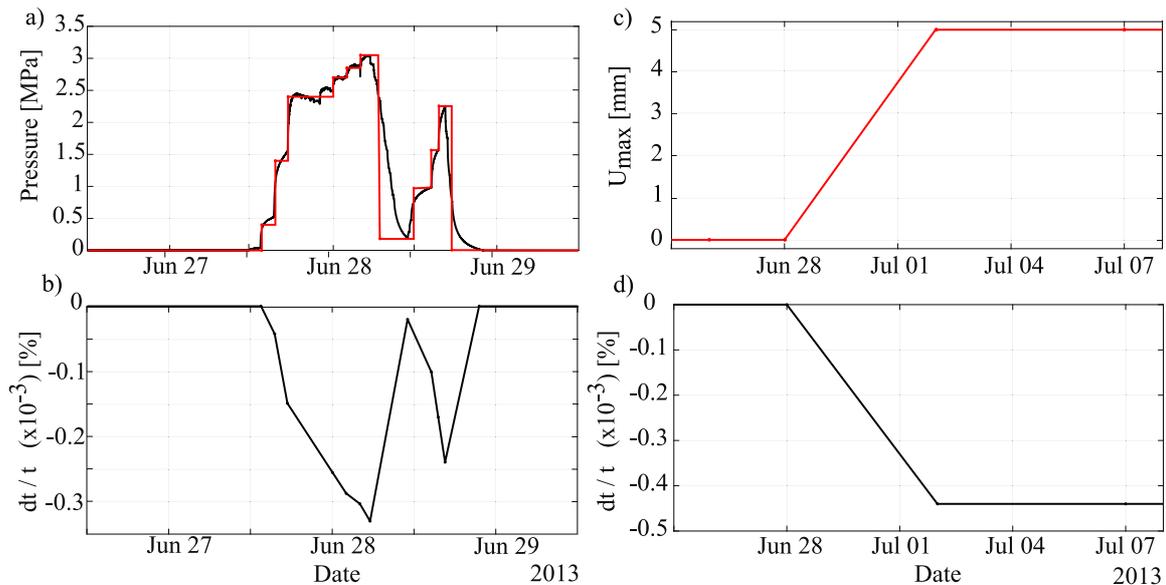


FIGURE 4.16 – (a) Variations de pression interstitielle appliquées à l’inclusion ellipsoïdale (ligne rouge). La fonction étagée reproduit la variation temporelle de la surpression mesurée dans le trou ouvert du puits GRT-1, pendant sa stimulation hydraulique (ligne noire, selon Baujard et al. (2017)). (b) Série chronologique des retards relatifs  $dt/t$  prévus à partir du modèle numérique lorsqu’on étend la modélisation à la déformation *in situ* causée par un changement progressif de la pression interstitielle appliquée à l’inclusion elliptique. (d) Historique du déplacement maximal  $U_{max}$  utilisé dans le calcul du champ de déplacement appliqué à l’inclusion elliptique (voir Eq. 4.1). (e) Série chronologique des retards relatifs  $dt/t$  prévus à partir du modèle numérique en étendant la modélisation à la déformation *in situ* causée par un déplacement en cisaillement de l’inclusion elliptique, modélisé sur une période de 4 jours.

De telles fluctuations sont associées aux précipitations ou au contenu variable d’aquifères souterrains (Hillers et al., 2014; Obermann et al., 2014; Sens-Schönfelder and Wegler, 2006), aux effets thermo-élastiques causés par les changements de température atmosphérique (Hillers et al., 2015a) ou encore à l’évolution des sources du bruit sismique (Hillers and Ben-Zion, 2011).

Nous avons évoqué précédemment que ces signaux sont non seulement susceptibles d’être le produit de multiples processus environnementaux qui contribuent à différents degrés aux fluctuations observées, mais qu’ils dépendent également du contexte géologique et climatique du site étudié (Wang et al., 2017). L’interprétation de ces séries temporelles dépend donc de la localisation du site d’étude. À titre d’exemple, nos conclusions diffèrent de celles de Hillers et al. (2015a). Les auteurs ont étudié les variations saisonnières observées au moyen du bruit sismique ambiant enregistré sur une période de près de 6 ans dans la zone aride de la faille de San Jacinto (USA). Leur analyse porte sur la bande de fréquences [0.5 - 2] Hz. Les variations crête-à-crête pouvaient alors atteindre 0.2 %. Ils ont étudié plusieurs mécanismes susceptibles de produire ces fluctuations saisonnières. Ils ont démontré que le mécanisme entraînant la saisonnalité était associé à la déformation thermo-élastique causée par les changements de température de surface. Les autres perturbations environnementales envisagées, y compris les effets de précipitations, contribuent au signal d’une manière additionnelle, mais moins significative.

Dans la section précédente, nous avons également quantifié la contribution due à la déformation thermo-élastique causée par des variations de la température de surface. Nous avons montré que les variations associées ne sont ni consistantes en amplitude, ni corrélées dans le temps avec le signal saisonnier (voir Fig. 4.6). Nous avons également exclu l’hypothèse selon laquelle les changements dans les caractéristiques des sources de bruit étaient à l’origine de la saisonnalité.

Par ailleurs, nous observons, sur de courtes périodes, de fortes fluctuations dans la série chronologique mesurée à partir des enregistrements du réseau (RT). Ces variations ne sont pas pleinement restituées par le modèle. Les mesures du début de l'année 2017 illustrent ces observations. Les archives météorologiques permettent d'associer cette période à un événement de froid notable de 10 jours, qui a touché la France à partir du 16 janvier 2017.

Des perturbations soudaines de grande amplitude ont été observées auparavant dans des séries chronologiques comparables, et ont été analysées par exemple par Gassenmeier et al. (2014). Les auteurs expliquent que le gel du sous-sol peut entraîner une perturbation des propriétés mécaniques du milieu, typiquement un accroissement de la raideur du milieu. Ce phénomène se traduit par une accélération brève et abrupte des vitesses des ondes sismiques. L'affaissement du sol et l'infiltration des eaux s'accompagne ensuite de variations inverses, tout aussi abruptes et soudaines. Le dégel engendre éventuellement la hausse significative du niveau de la nappe. Le modèle numérique proposé ne permet pas de retranscrire l'ensemble de ce mécanisme, dans la mesure où nous ne considérons pas l'effet du gel sur les propriétés du matériau, ou bien encore l'effet d'un chargement additionnel causé par une masse neigeuse. Ces mécanismes peuvent toutefois expliquer les importantes fluctuations mesurées par exemple au début de l'année 2017 (Fig. 4.15).

De même, les fortes fluctuations observées au début de l'année 2013 sont probablement liées aux forts épisodes neigeux survenus en cette période, ainsi qu'aux intervalles de froids prolongés des mois de mars et de mai 2013. Ces observations illustrent donc que les fluctuations dans les mesures d'ANI sont liées en grande partie aux variations de niveau de nappe, mais que d'autres perturbations contribuent de manière additionnelle au signal, que ce soit de manière épisodique (période de grands froids, de sécheresse, de chute de neige etc.) ou de manière plus continue mais avec une répercussion moindre sur la série chronologique mesurée (effets des changements de températures de surface).

De manière critique, les changements dans les séries chronologiques qui résultent de perturbations naturelles/environnementales peuvent être d'une amplitude similaire à celles qui résulteraient de dynamiques internes au réservoir, amorcées par des opérations anthropiques/industrielles. L'identification des mécanismes à l'origine des variations observées dans une bande de fréquences donnée est essentielle afin de produire des informations pertinentes pour la surveillance du réservoir et éventuellement de corriger les séries temporelles mesurées.

**Résolution de la série temporelle observée et surveillance continue du réservoir** Afin d'appliquer les méthodes basées sur l'analyse du bruit sismique ambiant pour surveiller des déformations liées à l'activité industrielle/anthropique, il est nécessaire que les mesures soient sensibles à de telles perturbations tout en étant produites avec une résolution temporelle suffisante.

L'amplitude du signal mesuré lorsque nous modélisons l'effet d'opérations d'origine anthropique est plutôt faible ( $dt/t \sim 10^{-5}$ ). Les variations liées à ces perturbations sont de l'ordre de grandeur du niveau de détection d'analyses de données de terrain ( $dt/t \sim 3-4 \cdot 10^{-5}$ ). Selon les mesures du modèle numérique, ce niveau de détection serait atteint en augmentant la pression appliquée aux limites de l'inclusion à 10 MPa.

Nos prédictions numériques sont cependant en accord avec les conclusions de Civilini et al. (2020), qui se sont concentrés sur les variations temporelles des vitesses de cisaillement dans les réservoirs géothermiques de Rotokawa et de Ngatamariki, deux champs géothermiques en production dans le centre de l'île du Nord de la Nouvelle-Zélande. En utilisant le bruit sismique ambiant, les auteurs ont pu enregistrer de fortes réponses saisonnières et sismiques dans les séries temporelles produites, avec des fluctuations dont l'amplitude est similaire à celles observées au travers de notre approche. Cependant, ils n'ont pas mis en évidence de changements en lien avec des variations du taux d'injection géothermique, bien qu'ils aient supprimé la contribution saisonnière au signal. Ces observations suggèrent également que le signal lié aux activités anthropiques a une amplitude plus faible que les réponses saisonnières et sismiques.

La résolution temporelle de la mesure conditionne elle aussi l'applicabilité de la technique de surveillance. Au moyen du modèle numérique proposé, nous modélisons l'effet de perturbations qui agissent sur de courtes périodes de quelques jours, et nous prédisons leur effet sur les mesures d'ANI en employant un échantillonnage temporel fin (Fig. 4.15). En revanche, les observations de terrain sont espacées de 10 jours.

Afin d'établir une rétroaction effective avec les ingénieurs du site d'exploitation, il faudrait atteindre un taux d'échantillonnage plus important dans les séries temporelles issues de l'analyse des enregistrements du réseau (RT). La période d'empilement des fonctions de corrélation croisée définit le taux d'échantillonnage de la série chronologique, mais elle est également décisive pour la stabilité et la convergence des fonctions de corrélation croisée. Ce paramètre doit donc être défini précautionneusement. Il s'agit d'adapter les techniques de pré-traitement appliquées aux enregistrements, afin d'assurer la stabilité des sources du bruit tout en garantissant un échantillonnage suffisant des séries temporelles produites.

### Approximations et limitations du modèle numérique

**Différence d'amplitude entre les mesures synthétiques et les observations de terrain** L'approche proposée dans ce chapitre permet de retranscrire un certain nombre d'observations réelles et met en évidence les limites de l'approche proposée pour le suivi du réservoir. Notre modèle numérique permet en particulier d'identifier, dans la bande de fréquences étudiée, un enchaînement de causalités qui constitue le principal mécanisme d'entraînement responsable pour la saisonnalité observée dans la longue série chronologique relative au site de Rittershoffen. La figure 4.15 conduit toutefois à noter une différence d'amplitude entre les mesures issues des signaux synthétiques et celles relatives au réseau (RT). Plusieurs explications peuvent être avancées pour justifier cet écart.

On peut penser que les mesures d'élévation de nappe du modèle ne sont pas représentatives, compte tenu de la distance séparant la station de mesure d'Haguenau et le village de Rittershoffen. Puisque le climat et les contextes hydrogéologiques des deux villages alsaciens sont équivalents, la longue série chronologique mesurée à la station d'Haguenau constitue toutefois une bonne approximation des variations qui pourraient être mesurées à Rittershoffen.

Le choix des propriétés mécaniques, et en particulier notre sélection de TOECs, peut expliquer une différence entre les deux séries temporelles. Afin de tester la sensibilité des mesures numériques vis-à-vis de la valeur de ces trois paramètres, nous avons effectué des simulations dans lesquelles nous modifions ces coefficients : nous leur retranchons simultanément leurs incertitudes respectives. Chacune de ces incertitudes représente une proportion d'environ 10 % de la valeur du TOECs. Suite à ce changement, les mesures de CWI diminuent en moyenne de 12 %, ce qui indique la sensibilité des mesures vis-à-vis des coefficients  $L$ ,  $M$ ,  $N$ .

Par la suite, nous avons inversé un ensemble de coefficients permettant d'assurer un recouvrement optimal entre les deux séries chronologiques. Nous avons pour cela appliqué un facteur multiplicatif identique aux TOECs. Pour chaque simulation, nous avons alors calculé la somme des erreurs quadratiques (SSE) entre les observations relatives au réseau (RT), et les résultats du modèle numérique. En utilisant pour référence la meilleure approximation à disposition pour des roches granitiques et sédimentaires (Winkler and Liu, 1996), la somme est minimisée lorsque ces paramètres sont diminués de 58 %. Pour la couche de granite, les valeurs des coefficients sont dans ce cas  $L = -8\,907$  GPa,  $M = -11\,359$  GPa,  $N = -5\,840$  GPa. Pour la couverture sédimentaire, nous calculons  $L = -1\,427$  GPa,  $M = -1\,586$  GPa et  $N = -1\,405$  GPa. Ces valeurs inversées, bien que relatives à notre modèle et au contexte géologique de Rittershoffen, constituent alors des estimations à grande échelle de ces paramètres.

Finalement, nous pourrions expliquer les différences observées par la simplicité de notre modèle, qui n'appréhende pas l'ensemble des processus ayant cours dans un système dynamique complexe comme le réservoir profond.

**Utilisation d'un modèle simplifié : limitations de l'approche proposée** Il reste donc à souligner que le système physique proposé demeure une abstraction forte du système réel (c.-à-d. le réservoir profond) et de la complexité d'un tel milieu géologique. La modélisation de la déformation du système demanderait de prendre en compte des conditions de chargement plus réalistes et une structure plus détaillée du réservoir. Notre modèle du réservoir consiste en deux couches homogènes au comportement élastique, lorsque les variations lithologiques et la complexité d'un milieu potentiellement fracturé aurait une influence sur la réponse mécanique et acoustique du milieu (p.ex. Hudson, 1981).

Nous modélisons la déformation de milieux non-poreux et ne prenons pas en compte les multiples effets liés au contenu de la masse rocheuse, en termes de fluides. En effet, la porosité des milieux, les écoulements, les variations de pressions de pores ou encore de teneur en fluide influencent la déformation du milieu, les vitesses des ondes élastiques parcourant celui-ci, et par conséquent les mesures de CWI. À titre d'exemple, Gret et al. (2006) mettent en évidence un ralentissement constant des ondes lorsque le niveau de l'eau est progressivement augmenté dans un échantillon de grès, en laboratoire. D'un point de vue formel, les équations de Biot-Gassman (Biot, 1941, 1962a,b; Gassmann, 1951) sont couramment employées pour caractériser les réservoirs à partir de données sismiques et pour décrire le contenu fluide des milieux poreux. Ces équations décrivent les relations entre la vitesse de l'onde P, la vitesse de l'onde S, les densités, le module de masse, le module de cisaillement et la porosité. Dans cette perspective, Russell et al. (2003) expriment la vitesse des ondes P en utilisant la théorie de Biot (1941) - Gassmann (1951) et en y incorporant à la fois la composante sèche et saturée des roches de réservoir. Une description physique plus exhaustive des processus se déroulant dans le réservoir nécessiterait la prise en compte de ces effets, qui sont liés à la porosité des milieux réels.

En plus de l'effet sur la vitesse des ondes propagées, la saturation en fluide modifie l'atténuation de la roche. La simulation de la propagation des ondes dans un milieu complexe comme le sous-sol demanderait donc aussi de prendre en compte des effets plus complexes liés à l'atténuation des ondes. La reproduction des conditions de propagation du bruit sismique ambiant demanderait aussi de considérer des sources de bruit plus réaliste, permettant de différencier les origines micro-sismiques et culturelles du bruit sismique ambiant, ainsi que les ondes de surface et de volume.

**Résolution du signal observé : utilisation de signaux avec des sensibilité variables** Nous nous focalisons ici sur la déformation réversible et élastique du milieu de propagation, en supposant que la croûte terrestre se déforme principalement de manière élastique. Toutefois, nous ne quantifions pas l'impact de processus non réversibles, liés par exemple à la création de nouvelles fractures ou à la croissance de fractures préexistantes. On s'attend à ce que de tels processus modifient la structure du milieu et ses propriétés de diffusion. Nous présageons donc un impact de tels processus sur la cohérence des formes d'ondes comparées par CWI (voir par exemple section 3.3). Le fait d'analyser des signaux ayant des sensibilités différentes offrirait aussi la possibilité de déceler, avec des résolutions variables, les différents changements intervenant au sein du réservoir.

- À l'échelle du laboratoire, nous avons montré que les techniques de CWI sont susceptibles de délivrer des signaux aux sensibilités distinctes, à savoir la perte de cohérence, notée  $DC$ , et les retards de temps de parcours  $dt$  (voir les résultats décrits dans la section 2.1.3, ou dans la section 3.3). L'analyse simultanée de l'évolution de ces grandeurs physiques permet de délivrer des informations complémentaires, contribuant à détecter (voir localiser, section 2.1.4) les perturbations qui surviennent dans le milieu (Obermann et al., 2015).
- L'utilisation de différentes méthodes de CWI permet d'étudier des signaux ayant différentes sensibilités vis-à-vis de faibles changements dans les temps de parcours des ondes. La méthode se basant sur la corrélation de fenêtres mobiles est ainsi usuellement préférée lorsqu'on s'attend à mesurer de faibles changements de temps de parcours (Liu et al., 2010).
- L'utilisation de différentes méthodes de CWI permet aussi d'étudier des signaux accentuant des variations temporelles sur des périodes plus ou moins courtes. À titre d'exemple, consi-

dérons un lot chronologique de données nous permettant, par interférométrie sismiques et pour un couple de stations donné, d'obtenir un ensemble de  $N$  fonctions de corrélation croisée. La technique proposée par Brenguier et al. (2014) conduit à comparer toutes les combinaisons des  $N$  fonctions de corrélation croisée ainsi produites. Pour une paire de stations donnée, ce sont donc  $N \cdot (N - 1) / 2$  variations relatives  $dt/t$  qui sont calculées. Cet ensemble de mesures permet d'inverser la série temporelle finale au moyen d'une inversion des moindres carrés. Cette inversion fait intervenir un coefficient de pondération (ou de lissage) qui peut être adapté afin de souligner des fluctuations sur des périodes plus ou moins longues (Lecocq et al., 2014; Sanchez-Pastor et al., 2019).

#### 4.5 Surveillance des réservoirs géothermiques profonds : conclusions et perspectives

Les méthodes et les mesures présentées dans ce chapitre montrent comment appliquer le *workflow* développé à l'échelle du laboratoire (chapitres 2 et 3), afin de modéliser les effets sur les mesures de CWI de l'évolution d'un système aux dimensions du réservoir profond, et d'étudier l'applicabilité des méthodes d'ANI au *monitoring* du réservoir.

Nous décrivons les différentes étapes de développement conduisant à proposer un modèle numérique bi-dimensionnel, basé sur le cas d'étude du réservoir géothermique de Rittershoffen. La spécificité de notre approche numérique repose sur la modélisation de la propagation d'un champ d'ondes diffus pendant la déformation de la structure représentant le réservoir. Une autre particularité du modèle repose sur la prise en compte, lors de la modélisation de la propagation des ondes, d'effets acousto-élastiques.

Afin de calibrer le modèle, nous reproduisons les variations saisonnières observées dans la bande de fréquences [1-3] Hz au moyen du bruit sismique ambiant enregistré aux stations (RITT) et (BETS) du réseau (RT), opérant à proximité de la centrale géothermique de Rittershoffen. Nous identifions le principal mécanisme d'entraînement à l'origine des variations saisonnières mises en évidence dans la série temporelle : il s'agit des variations du niveau de la nappe phréatique locale. Bien que les déformations associées soient faibles, nous démontrons que les mesures sont sensibles à de telles perturbations environnementales.

Nous étendons ensuite notre modèle afin de tester la sensibilité du champ d'onde diffus vis-à-vis de déformations locales. Nous envisageons pour cela différents scénarios : les effets de l'augmentation de la pression hydraulique dans une inclusion elliptique, et l'effet du cisaillement d'une faille. Nos mesures suggèrent que les variations dans les mesures d'interférométrie liées à de telles déformations sont faibles. Le modèle numérique proposé démontre qu'il est possible de détecter de telles dynamiques de réservoir mais souligne aussi les limites de l'analyse. En particulier, le suivi de telles perturbations suppose que la série chronologique soit produite avec une résolution temporelle suffisante. Ceci nécessite que les transformations du réservoir surviennent sur des périodes plus longues que la durée d'empilement des fonctions de corrélation croisée du bruit sismique ambiant.

En se concentrant ici sur l'analyse de la bande de fréquences [1-3] Hz, notre approche suggère qu'une étude chronologique des enregistrements du réseau sismique local est susceptible de délivrer des informations pertinentes au sujet des déformations de réservoir et des changements locaux de contraintes, à condition de produire une série chronologique de résolution suffisante. Tout en soulignant les limites de l'approche, notre analyse apporte des arguments quantitatifs pour optimiser la surveillance des réservoirs profonds au moyen de telles méthodes, basées sur l'analyse du bruit sismique ambiant. Notre étude ouvre des perspectives intéressantes pour envisager le développement de modèles plus à même de refléter les changements qui se produisent dans un système complexe tel que le réservoir profond, ainsi que leurs interactions (en prenant en compte la poro-élasticité, p.ex.).



# Conclusions et perspectives

Les études présentées dans ce manuscrit ont pour objectif d'étudier le potentiel de méthodes sismiques basées sur l'analyse du bruit sismique ambiant, pour suivre la dynamique de structures géologiques hétérogènes comme les réservoirs profonds.

Ayant d'ores et déjà tiré un certain nombre de conclusions précises au terme de chacun des chapitres du manuscrit, nous souhaitons ici fournir une revue synthétique des principaux résultats de nos analyses.

Nous discuterons en premier lieu de la contribution de nos études à la compréhension des processus physiques à l'origine des mesures d'interférométrie d'ondes de *coda*. Ces conclusions sont tirées principalement d'analyses menées à l'échelle du laboratoire. Nous verrons dans un second temps que ces études participent à évaluer le potentiel de ces méthodes sismiques pour le *monitoring* des réservoirs profonds.

## Acoustique de laboratoire et interprétation des mesures de CWI

Les approches opérées à l'échelle du laboratoire (voir Tab.1.1) sont particulièrement bien adaptées afin d'étudier les processus physiques à l'origine des observations issues de méthodes de CWI. À cette échelle, il est aisé d'adapter les chemins de chargement appliqués au travers d'expériences représentatives. Ces approches permettent de se concentrer sur l'étude de processus et de milieux simplifiés, sans rentrer dans le détail et la complexité des milieux géologiques réels, mais tout en considérant des expériences qui sont représentatives des processus ayant cours à plus grande échelle.

En combinant une telle approche au développement de modèles numériques prospectifs, permettant de paramétrer finement les systèmes et leurs propriétés, il est possible de construire des systèmes physiques capables de répondre aux questions soulevées dans la section 1.3.3 :

- quels sont les processus physiques à l'origine des changements observés par CWI?
- puisque ces méthodes de CWI permettent de quantifier une variation de la phase mais aussi de la cohérence des signaux comparés, est-ce que ces deux grandeurs physiques manifestent des sensibilités différentes, et quelles informations peut-on retirer de leur étude?

Nous commençons par détailler un ensemble de méthodes contribuant au développement du formalisme numérique étudié (section 2.2). Notre approche s'appuie sur le développement d'un schéma numérique permettant de combiner la simulation de la propagation d'un champ d'onde à la modélisation de la déformation d'un milieu diffusif. En combinant deux codes de modélisation discrète (Code Aster pour la déformation du système, Specfem2D pour la propagation des ondes), nous proposons un formalisme permettant la modélisation analogique de mesures d'interférométrie d'ondes de *coda*, à déformation variable.

Nous détaillons également l'approche suivie afin d'optimiser les milieux étudiés et de concevoir des systèmes favorables à la propagation d'un champ d'ondes fortement diffus (par exemple section 2.3.2). Cette pratique consiste principalement à introduire un ensemble d'hétérogénéités dans un milieu homogène, constitué d'un matériau élastique. Nous détaillons en complément un

ensemble de méthodes permettant de caractériser le champ d'ondes produit, mais aussi le comportement mécanique des systèmes étudiés. En effet, l'approche suivie nécessite la vérification systématique de plusieurs hypothèses définissant le cadre de notre étude.

- Le milieu étudié dans l'approche numérique est-il représentatif du système réel qu'il représente? Le milieu de propagation utilisé dans le modèle numérique doit reproduire fidèlement les propriétés de l'échantillon de laboratoire ou du système réel qui est pris pour référence.
- Est ce que les conditions nécessaires à l'application des techniques d'interférométrie sont remplies? En particulier, est ce que le champ d'onde étudié a les caractéristiques d'un champ diffus?
- Le milieu étudié est-il déformé élastiquement, étant donné les chargements appliqués?

Ainsi, nous nous focalisons principalement sur l'étude de l'impact de la déformation élastique d'un milieu fortement diffusif sur le champ d'onde propagé. Nous considérons pour cela deux expériences représentatives, au travers desquelles nous appliquons des chargements qui caractérisent deux types de perturbations s'appliquant à des volumes de roche dans le réservoir géothermique fracturé : la compression mécanique (sections 2.3 et 3.2) et le chargement thermique cyclique (section 3.4). Dans ces deux contextes représentatifs, nous employons les éléments méthodologiques évoqués afin de résoudre un problème prospectif : à partir du schéma numérique proposé, nous testons les approximations nécessaires et les étapes de modélisation requises afin de reproduire des observations réelles à partir d'enregistrements synthétiques. Ce modèle numérique prospectif a pour objectif d'améliorer notre compréhension des mesures de CWI.

L'objectif de l'interprétation de mesures chronologiques de CWI est de caractériser l'enchaînement de causalité induisant les observations sismiques. Différentes interprétations sont possibles en fonction du niveau de lecture :

- on peut souhaiter relier l'observation à la perturbation appliquée au système, c'est-à-dire à la sollicitation externe exercée. Il s'agit par exemple du déplacement appliqué à l'échantillon du laboratoire ou bien, à l'échelle du réservoir, des opérations industrielles liées à l'exploitation de la ressource géothermique.
- face à cette perturbation, il est également possible de se demander quelle réaction du milieu suscite les observations de CWI : la déformation du système est une conséquence de la perturbation appliquée.
- finalement, on peut envisager de se demander quels changements interviennent dans le matériau du fait de cette réponse, et perturbe la propagation des ondes de manière à observer des retards de temps de parcours ou une variation de la cohérence des signaux. Par exemple, la déformation du système affecte les propriétés physiques du matériau : ceci est retranscrit dans nos modèles à travers différents paramètres comme la densité ou bien les coefficients élastiques.
- il est par ailleurs possible de discerner différents axes d'étude : afin d'étudier l'évolution de ces changements, on peut souhaiter examiner des variations temporelles, mais aussi des structures spatiales.

Ayant catégorisé ces différents axes d'études, nous tentons en premier lieu d'identifier les processus physiques à l'origine des retards de temps de parcours quantifiés par CWI. Nous avons ainsi mis en évidence un partitionnement entre différentes contributions aux délais mesurés par CWI. Nous mettons d'abord en évidence une contribution de la déformation géométrique du milieu de propagation, autrement dit de son changement de forme (p.ex. section 2.3.6), et ceux en l'absence de variations de vitesse des ondes. Bien que non négligeable, cette contribution compte pour environ  $1/10^{\text{ème}}$  du signal expérimental et ne suffit pas à modéliser les observations de laboratoire.

Afin de reproduire des signaux expérimentaux à l'aide d'une approche prospective, il est nécessaire de modéliser les effets du chargement appliqué sur la vitesse des ondes propagées dans le milieu (p.ex. section 3.2.3). En étudiant plus en détail les processus physiques impliqués dans ces variations de vitesses, nous montrons le lien qui existe entre les retards de temps de parcours observés, et l'évolution des propriétés apparentes du matériau.

D'un point de vue formel, nous démontrons l'impact prépondérant des effets acousto-élastiques. Ces effets impactent les vitesses des ondes se propageant dans le système déformé. Ils sont liés à la prise en compte d'une non-linéarité dans la relation entre contraintes et déformations. En effet, dans le cadre de ce formalisme, les coefficients élastiques permettant de relier les deux grandeurs mécaniques s'expriment en fonction du tenseur de déformation (voir 3.2.3).

Une lecture des résultats de nos analyses conduit à démontrer la sensibilité des retards de temps de parcours observés vis-à-vis de la déformation plus ou moins homogène de l'échantillon. Les variations observées par CWI peuvent donc être interprétées comme de faibles déformations ou perturbations de contraintes. Nous montrons par ailleurs que l'étude des variations spatiales de ces observations, au moyen de réseaux denses de capteurs, permet d'étudier la structure spatiale de la réponse mécanique du milieu (voir p.ex. section 2.4).

À partir de nos expériences, nous montrons que la déformation du milieu de propagation peut conduire à observer à la fois une perte de cohérence et un retard de temps de parcours entre les signaux comparés par CWI (voir section 3.3).

Néanmoins, l'analyse des mesures relatives à chacune de ces grandeurs montre qu'elles sont sensibles à des processus distincts. L'ampleur des variations observées dépend du type de perturbation appliqué : nous montrons qu'en modifiant la structure du milieu de propagation sondé par le champ diffus, c'est particulièrement une perte de cohérence qui est mesurée entre les signaux, alors que sa déformation élastique conduit à amplifier le déphasage mesuré entre les signaux. Compte tenu des différentes sensibilités de chaque mesure, leur étude chronologique permet d'inférer différents types de réactions du milieu de propagation. De plus, les variabilités spatiales mises en évidence au moyen d'un réseau dense de capteur, montrent que l'analyse spatiale de ces grandeurs physiques permet, pour un état de perturbation donné du système, de tirer des enseignements sur la localisation de la perturbation appliquée.

## **Analyse du bruit sismique ambiant et suivi de la déformation des réservoirs profonds**

Le développement, à l'échelle du laboratoire, d'un modèle numérique appréhendant les processus physiques à l'origine des signaux observés, contribue significativement au développement de systèmes traduisant l'impact de la déformation du réservoir sur les mesures de CWI. Une telle approche numérique permet donc de répondre aux autres problématiques soulevées dans la section 1.3.3.

- Compte tenu des mécanismes à l'origine de ces observations, quelles sont les perturbations pouvant solliciter ces processus de manière à induire des changements détectables dans les séries chronologiques de mesures de CWI?
- Est-il possible de discerner, dans les séries chronologiques produites, les perturbations relatives aux opérations ayant cours sur le site de projets de géothermie profonde?
- Finalement, peut-on établir une rétroaction effective avec les ingénieurs opérant sur ces sites, afin de maîtriser le risque sismique et de surveiller la déformation continue du réservoir?

En appliquant le schéma de travail développé à l'échelle du laboratoire, nous proposons dans le chapitre 4 un modèle numérique basé sur le cas d'étude du réservoir géothermique de Rittershoffen et en mesure de traduire les effets de l'évolution d'un réservoir profond sur les mesures de CWI. Sa calibration repose sur la modélisation des variations saisonnières observées dans la série chronologique produite en analysant le bruit sismique ambiant enregistré à proximité de Rittershoffen.

Nous démontrons à cet effet la sensibilité des ondes diffuses vis-à-vis de la déformation causée par de faibles fluctuations dans le niveau de la nappe phréatique. Cette perturbation d'origine environnementale dirige la saisonnalité du signal sismique observé.

Profitant d'un tel modèle analogique, nous étendons notre modélisation à la déformation *in situ* du réservoir, et retranscrivons les effets sur les mesures de CWI d'importantes injections de fluide (cas de la stimulation hydraulique du réservoir) ou bien du cisaillement d'une faille (cas d'un déplacement asismique causé par les opérations anthropiques).

Pour les deux scénarios de déformation, nous démontrons que la sensibilité du champ d'ondes étudié conduit à observer de légères variations dans les mesures de CWI sur la période de perturbation (section 4.4.3). Le modèle numérique proposé démontre qu'il est possible de détecter de telles dynamiques de réservoir, mais souligne aussi les limites de l'analyse. En particulier, la détection de ces perturbations suppose que la série chronologique analysée soit produite avec une résolution temporelle suffisante. Bien que notre analyse montre la manière dont le *workflow* appliqué dans les chapitres précédents peut être adapté à un cas réel, nous notons également que le système physique proposé consiste en une abstraction forte du milieu réel. Nous considérons ici une situation simplifiée, tantôt géométriquement que géologiquement, dans laquelle les fluides sous pressions n'impactent pas l'évolution mécanique ou acoustique du milieu. Bien que la simplicité du modèle soit limitante, notre approche numérique a le mérite de retranscrire un certain nombre d'observations réelles.

Notre étude fournit alors des arguments quantitatifs pour optimiser la surveillance des réservoirs profonds au moyen de méthodes basées sur l'analyse du bruit sismique ambiant. Du fait de l'omniscience du bruit sismique, ces méthodes seraient capables de détecter de manière quasi immédiate des déformations et des changements de contrainte qui résulteraient des activités liées à l'exploitation ou au développement du réservoir profond. De telles approches offriraient la possibilité de fournir aux ingénieurs des informations avec une utilité quasi-immédiate.

L'application de la technique à la surveillance de réservoirs géothermiques profonds n'en est qu'à ses débuts, et notre étude apporte à la fois des éléments techniques pour le traitement des données tout en soulevant des questions plus fondamentales qui pourront être le support de futurs développements théoriques.

L'approche numérique suivie dans le chapitre 4 ouvre des perspectives pour développer des modèles plus complexes. Afin d'évaluer plus précisément le potentiel de ces méthodes basées sur l'analyse du bruit sismique ambiant, il s'agirait d'employer une géologie plus complexe et détaillée, mais aussi de transcrire les conditions de propagation d'ondes de manière plus réaliste. Ceci impliquerait de prendre en compte les effets d'atténuation, tout comme des sources de bruit plus réaliste et permettant de différencier les origines micro-sismiques et culturelles du bruit sismique ambiant, ainsi que les ondes de surface et de volume.

Enfin, les domaines d'application ne se limitent pas au suivi du réservoir géothermique profond. Ces méthodes ont le potentiel d'être appliquées dans de nombreuses situations pour lesquelles les déformations observées sont plus conséquentes. En effet, les méthodes d'ANI ont classiquement prouvé leur potentiel afin de détecter des déformations plus amples. Ces déformations sont typiquement liées à des séismes naturels. De nombreux exemples ont montré que de telles méthodes permettaient de *monitorer* les déformations co-sismiques et post-sismiques liées à des

événements majeurs. Les changements de vitesse induits dans ces situations sont significativement plus élevés, allant de  $dt/t \sim 10^{-4}$  à  $dt/t \sim 10^{-3}$  (p.ex. Brenguier et al. (2008); Chen et al. (2010); Heckels et al. (2018); Yates et al. (2019)). Notre modèle ouvre donc des perspectives intéressantes pour une meilleure compréhension des signaux liés à la surveillance de divers structures géologiques à risques.

Ces méthodes de surveillance passives ont donc théoriquement le potentiel de mûrir, et de devenir des techniques d'observation appliquées en routine dans divers contextes géotechniques et géologiques : de la surveillance de structures à risques comme les volcans ou les zones de faille, au *monitoring* de diverses activités industrielles affectant la croûte terrestre, comme la géothermie mais encore la gestion des déchets nucléaires et le stockage du CO<sub>2</sub>.



# Références

- C. Aichholzer, P. Düringer, S. Orciani, and A. Genter. New stratigraphic interpretation of the Soultz-sous-Forêts 30-year-old geothermal wells calibrated on the recent one from Rittershoffen (Upper Rhine Graben, France). 4(1), 2016. ISSN 2195-9706. doi : 10.1186/s40517-016-0055-7. 5, 6, 7, 130, 172
- K. Aki. Analysis of the seismic coda of local earthquakes as scattered waves. 74(2) :615–631, 1969. ISSN 01480227. doi : 10.1029/JB074i002p00615. 24
- K. Aki and B. Chouet. Origin of coda waves : Source, attenuation, and scattering effects. 80(23) : 3322–3342, 1975. ISSN 01480227. doi : 10.1029/JB080i023p03322. 24, 30
- F. Ardhuin, L. Gualtieri, and E. Stutzmann. Physics of ambient noise generation by ocean waves. *Seismic Ambient Noise*, pages 69–108, 2019. 29
- J. Azzola, L. Griffiths, J. Schmittbuhl, D. Zigone, V. Magnenet, F. Masson, M. Heap, and P. Baud. Coda Wave Interferometry during the heating of deep geothermal reservoir rocks. 6(1), 2018a. ISSN 2195-9706. doi : 10.1186/s40517-018-0107-2. 130
- J. Azzola, J. Schmittbuhl, D. Zigone, V. Magnenet, and F. Masson. Direct modeling of the mechanical strain influence on Coda Wave Interferometry. 123(4) :3160–3177, 2018b. ISSN 21699313. doi : 10.1002/2017JB015162. 53
- J. Azzola, B. Valley, J. Schmittbuhl, and A. Genter. Stress characterization and temporal evolution of borehole failure at the Rittershoffen geothermal project. pages 1–64, 2019. ISSN 1869-9537. doi : 10.5194/se-2019-72. xiii, 6
- J. Azzola, J. Schmittbuhl, D. Zigone, O. Lengliné, F. Masson, and V. Magnenet. Elastic strain effects on wave scattering : implications for Coda Wave Interferometry (CWI). page e2019JB018974, 2020. ISSN 21699313. doi : 10.1029/2019JB018974. 90
- C. E. Bachmann, S. Wiemer, J. Woessner, and S. Hainzl. Statistical analysis of the induced Basel 2006 earthquake sequence : introducing a probability-based monitoring approach for Enhanced Geothermal Systems. 186(2) :793–807, 2011. 11
- C. E. Bachmann, S. Wiemer, B. P. Goertz-Allmann, and J. Woessner. Influence of pore-pressure on the event-size distribution of induced earthquakes. 39(9), 2012. 8
- M. Bagheri, A. Settari, et al. Modeling of geomechanics in naturally fractured reservoirs. In *SPE Reservoir Simulation Symposium*. Society of Petroleum Engineers, 2005. 8
- C. Baujard, A. Genter, P. Graff, V. Maurer, and Dalmais. ECOGI, a new deep EGS project in Alsace, rhine graben, France. In *World geothermal Congress*, 2015. 6, 7
- C. Baujard, A. Genter, P. Dalmais, V. Maurer, R. Hehn, R. Rosillette, J. Vidal, and J. Schmittbuhl. Hydrothermal characterization of wells GRT-1 and GRT-2 in Rittershoffen, France : Implications on the understanding of natural flow systems in the rhine graben. 65 :255–268, 2017. ISSN 03756505. doi : 10.1016/j.geothermics.2016.11.001. 6, 7, 169, 179, 181

- M. A. Biot. General theory of three-dimensional consolidation. *Journal of applied physics*, 12(2) : 155–164, 1941. 184
- M. A. Biot. Mechanics of deformation and acoustic propagation in porous media. *Journal of applied physics*, 33(4) :1482–1498, 1962a. 184
- M. A. Biot. Generalized theory of acoustic propagation in porous dissipative media. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 34(9A) :1254–1264, 1962b. 184
- P. Boue, P. Roux, M. Campillo, and X. Briand. Phase velocity tomography of surface waves using ambient noise cross correlation and array processing. 119(1) :519–529, 2014. ISSN 21699313. doi : 10.1002/2013JB010446. 32
- S. Bourouis and P. Bernard. Evidence for coupled seismic and aseismic fault slip during water injection in the geothermal site of Soultz (France), and implications for seismogenic transients. 169(2) :723–732, 2007. ISSN 0956540X, 1365246X. doi : 10.1111/j.1365-246X.2006.03325.x. 9
- W. F. Brace, B. W. Paulding, and C. Scholz. Dilatancy in the fracture of crystalline rocks. 71(16) : 3939–3953, 1966. ISSN 01480227. doi : 10.1029/JZ071i016p03939. 131
- W. F. Brace, J. B. Walsh, and W. T. Frangos. Permeability of granite under high pressure. 73(6) : 2225–2236, 1968. ISSN 01480227. doi : 10.1029/JB073i006p02225. 131
- K. Breede, K. Dzebisashvili, X. Liu, and G. Falcone. A systematic review of enhanced (or engineered) geothermal systems : past, present and future. 1(1), 2013. ISSN 2195-9706. doi : 10.1186/2195-9706-1-4. 3
- F. Brenguier, M. Campillo, C. Hadziioannou, N. M. Shapiro, R. M. Nadeau, and E. Larose. Postseismic relaxation along the San Andreas fault at Parkfield from continuous seismological observations. 321(5895) :1478–1481, 2008. ISSN 0036-8075, 1095-9203. doi : 10.1126/science.1160943. xiii, 12, 13, 33, 34, 38, 162, 191
- F. Brenguier, D. Clarke, Y. Aoki, N. M. Shapiro, M. Campillo, and V. Ferrazzini. Monitoring volcanoes using seismic noise correlations. 343(8) :633–638, 2011. ISSN 16310713. doi : 10.1016/j.crte.2010.12.010. 12
- F. Brenguier, M. Campillo, T. Takeda, Y. Aoki, N. Shapiro, X. Briand, K. Emoto, and H. Miyake. Mapping pressurized volcanic fluids from induced crustal seismic velocity drops. *Science*, 345(6192) : 80–82, 2014. 185
- M. Campillo and A. Paul. Long-range correlations in the diffuse seismic coda. *Science*, 299(5606) : 547–549, 2003. 29
- M. Campillo and P. Roux. Crust and lithospheric structure - seismic imaging and monitoring with ambient noise correlations. In *Treatise on Geophysics*, pages 391–417. Elsevier, 2015. ISBN 978-0-444-53803-1. doi : 10.1016/B978-0-444-53802-4.00024-5. 13, 30
- S. Chaki, M. Takarli, and W. Agbodjan. Influence of thermal damage on physical properties of a granite rock : Porosity, permeability and ultrasonic wave evolutions. 22(7) :1456–1461, 2008. ISSN 09500618. doi : 10.1016/j.conbuildmat.2007.04.002. 131
- S. Chandrasekhar. Radiative transfer. 1960. 28
- J. Y. Chatellier and M. Touratier. Methode acousto-elastique appliquee à la determination des contraintes. 64(1) :33–39, 1987. 109
- J. H. Chen, B. Froment, Q. Y. Liu, and M. Campillo. Distribution of seismic wave speed changes associated with the 12 May 2008 Mw 7.9 Wenchuan earthquake : Wave Speed Changed by the Wenchuan Earthquake. 37(18), 2010. ISSN 00948276. doi : 10.1029/2010GL044582. 191

- F. Civilini, M. K. Savage, and J. Townend. Shear wave velocity changes induced by earthquakes and rainfall at the Rotokawa and Ngatamariki geothermal fields, Taupō Volcanic Zone, New Zealand. *Geophysical Journal International*, 221(1) :97–114, 2020. ISSN 0956-540X, 1365-246X. doi : 10.1093/gji/ggz547. 182
- D. Clarke, L. Zaccarelli, N. M. Shapiro, and F. Brenguier. Assessment of resolution and accuracy of the moving window cross spectral technique for monitoring crustal temporal variations using Ambient Seismic Noise : MWCS : assessment of resolution and accuracy. 186(2) :867–882, 2011. ISSN 0956540X. doi : 10.1111/j.1365-246X.2011.05074.x. 65, 67
- T. Clements and M. A. Denolle. Tracking groundwater levels using the ambient seismic field. 45 (13) :6459–6465, 2018. ISSN 00948276. doi : 10.1029/2018GL077706. 162
- E. Cornet and T. Röckel. Vertical stress profiles and the significance of “stress decoupling”. 581 : 193–205, 2012. ISSN 00401951. doi : 10.1016/j.tecto.2012.01.020. 8, 9, 12
- E. Cornet, T. Berard, and S. Bourouis. How close to failure is a granite rock mass at a 5km depth? 44(1) :47–66, 2007. ISSN 13651609. doi : 10.1016/j.ijrmms.2006.04.008. 5, 9
- F. H. Cornet. Seismic and aseismic motions generated by fluid injections. 5 :42–54, 2016. ISSN 23523808. doi : 10.1016/j.gete.2015.12.003. 9, 12
- F. H. Cornet, J. Helm, H. Poitrenaud, and A. Etchecopar. Seismic and aseismic slips induced by large-scale fluid injections. In *Seismicity associated with mines, reservoirs and fluid injections*, pages 563–583. Springer, 1997. 8, 9
- N. Cuenot, C. Dorbath, and L. Dorbath. Analysis of the microseismicity induced by fluid injections at the EGS site of Soultz-sous-Forêts (Alsace, France) : implications for the characterization of the geothermal reservoir properties. 165(5) :797–828, 2008. 5
- A. Curtis, P. Gerstoft, H. Sato, R. Snieder, and K. Wapenaar. Seismic interferometry turning noise into signal. *The Leading Edge*, 25(9) :1082–1092, 2006. 30
- A. M. Dainty and M. N. Toksoz. Elastic wave propagation in a highly scattering medium—a diffusion approach. 43 :375–388, 1977. 47
- A. M. Dainty and M. Toksöz. Seismic codas on the Earth and the Moon : a comparison. 26(4) : 250–260, 1981. ISSN 00319201. doi : 10.1016/0031-9201(81)90029-7. 47, 98
- M. Darot and T. Reuschle. Acoustic wave velocity and permeability evolution during pressure cycles on a thermally cracked granite. 37(7) :1019–1026, 2000. ISSN 13651609. doi : 10.1016/S1365-1609(00)00034-4. 131
- C. David, B. Menendez, and M. Darot. Influence of stress-induced and thermal cracking on physical properties and microstructure of la peyrate granite. 36(4) :433–448, 1999. ISSN 13651609. doi : 10.1016/S0148-9062(99)00010-8. 131
- J. D. De Basabe and M. K. Sen. Stability of the high-order finite elements for acoustic or elastic wave propagation with high-order time stepping. 181(1) :577–590, 2010. ISSN 0956540X, 1365246X. doi : 10.1111/j.1365-246X.2010.04536.x. 50
- A. Derode, A. Tourin, and M. Fink. Random multiple scattering of ultrasound. coherent and ballistic waves. 64(3), 2001. ISSN 1063-651X, 1095-3787. doi : 10.1103/PhysRevE.64.036605. 92, 114
- C. Dezayes, S. Gentier, and A. Genter. Deep geothermal energy in western Europe : the Soultz project. 2005. 5, 130

- T. Diehl, T. Kraft, K. Eduard, D. Nicholas, J. Clinton, and S. Wiemer. High-precision relocation of induced seismicity in the geothermal system below st. gallen (switzerland). 16 :12541, 2014. 10
- L. Dorbath, K. Evans, N. Cuenot, B. Valley, J. Charlety, and M. Frogneux. The stress field at Soultz-sous-Forêts from focal mechanisms of induced seismic events : Cases of the wells GPK2 and GPK3. 342(7) :600–606, 2010. ISSN 16310713. doi : 10.1016/j.crte.2009.12.003. 5
- Z. Duputel, V. Ferrazzini, F. Brenguier, N. Shapiro, M. Campillo, and A. Nercessian. Real time monitoring of relative velocity changes using Ambient Seismic Noise at the Piton de la Fournaise volcano (La Reunion) from January 2006 to June 2007. 184(1) :164–173, 2009. ISSN 03770273. doi : 10.1016/j.jvolgeores.2008.11.024. 12, 33, 38
- R. Dwivedi, R. Goel, V. Prasad, and A. Sinha. Thermo-mechanical properties of indian and other granites. 45(3) :303–315, 2008. ISSN 13651609. doi : 10.1016/j.ijrmms.2007.05.008. 133, 134
- B. Dyer, U. Schanz, T. Spillmann, F. Ladner, and M. Häring. Application of microseismic multiplet analysis to the Basel geothermal reservoir stimulation events : Application of microseismic multiplet analysis. 58(5) :791–807, 2010. ISSN 00168025. doi : 10.1111/j.1365-2478.2010.00902.x. 10
- M. J. Economides and K. G. Nolte. Reservoir stimulation. 2, 1989. 4
- W. L. Ellsworth. Injection-induced earthquakes. 341(6142) :1225942, 2013. 8, 9, 159
- W. L. Ellsworth, A. L. Llenos, A. F. McGarr, A. J. Michael, J. L. Rubinstein, C. S. Mueller, M. D. Petersen, and E. Calais. Increasing seismicity in the US midcontinent : Implications for earthquake hazard. 34(6) :618–626, 2015. 8
- K. Evans, B. Valley, M. Häring, R. Hopkirk, C. Baujard, T. Kohl, T. Megel, L. Andre, S. Portier, and F. Vuataz. Studies and support for the EGS reservoirs at Soultz–sous–Forêts. 2009. 5
- A. Fichtner and V. Tsai. Theoretical foundations of noise interferometry. *Seismic Ambient Noise*, 2018. 30
- H. Ford and J. M. Alexander. Advanced mechanics of materials. 1963. 103
- J. T. Fredrich and T.-f. Wong. Micromechanics of thermally induced cracking in three crustal rocks. 91 :12743–12764, 1986. ISSN 01480227. doi : 10.1029/JB091iB12p12743. 130
- B. Froment, M. Campillo, P. Roux, P. Gouedard, A. Verdel, and R. L. Weaver. Estimation of the effect of nonisotropically distributed energy on the apparent arrival time in correlations. 75(5) :SA85–SA93, 2010. ISSN 0016-8033, 1942-2156. doi : 10.1190/1.3483102. 34
- M. Gassenmeier, C. Sens-Schönfelder, M. Delatre, and M. Korn. Monitoring of environmental influences on seismic velocity at the geological storage site for CO<sub>2</sub> in Ketzin (Germany) with Ambient Seismic Noise. *Geophysical Journal International*, 200(1) :524–533, 11 2014. ISSN 0956-540X. doi : 10.1093/gji/ggu413. 182
- F. Gassmann. Elastic waves through a packing of spheres. *Geophysics*, 16(4) :673–685, 1951. 184
- E. Gaucher, M. Schoenball, O. Heidbach, A. Zang, P. A. Fokker, J.-D. van Wees, and T. Kohl. Induced seismicity in geothermal reservoirs : A review of forecasting approaches. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 52 :1473 – 1490, 2015. ISSN 1364-0321. doi : <https://doi.org/10.1016/j.rser.2015.08.026>. 12
- A. Genter and P. Traineau. Analysis of macroscopic fractures in granite in the HDR geothermal well EPS-1, Soultz-sous-Forêts, France. 72(1) :121–141, 1996. ISSN 03770273. doi : 10.1016/0377-0273(95)00070-4. 130

- A. Genter, K. Evans, N. Cuenot, D. Fritsch, and B. Sanjuan. Contribution of the exploration of deep crystalline fractured reservoir of Soultz to the knowledge of Enhanced Geothermal Systems (EGS). 342(7) :502–516, 2010. ISSN 16310713. doi : 10.1016/j.crte.2010.01.006. 5
- S. Gentier. Les EGS : une méthode d'exploitation géothermique généralisée pour les températures de 130 à 180 °c. *Géosciences*, (16) :54–63, 2013. 3, 4
- S. Gentier, X. Rachez, C. Dezayes, A. Blaisonneau, and A. Genter. How to understand the effect of the hydraulic stimulation in terms of hydro-mechanical behavior at Soultz-sous-Forêts (France). 29 :159–166, 2005. 4
- A. Gerard and O. Kappelmeyer. The Soultz-sous-Forêts project. 16(4) :393–399, 1987. ISSN 03756505. doi : 10.1016/0375-6505(87)90018-6. 130
- A. Gerard, A. Genter, T. Kohl, P. Lutz, P. Rose, and F. Rummel. The deep EGS (enhanced geothermal system) project at Soultz-sous-Forêts (Alsace, France). 35(5) :473–483, 2006. ISSN 03756505. doi : 10.1016/j.geothermics.2006.12.001. 130
- M. A. Grant, J. Clearwater, J. Quinão, P. F. Bixley, and M. Le Brun. Thermal stimulation of geothermal wells : a review of field data. In *Proceedings*, 2013. 4
- R. E. Green and R. E. Green. Ultrasonic investigation of mechanical properties. 3, 1973. 38
- A. Gret, R. Snieder, and J. Scales. Time-lapse monitoring of rock properties with Coda Wave Interferometry : Time-Lapse Monitoring Of Rock Properties. 111, 2006. ISSN 01480227. doi : 10.1029/2004JB003354. 34, 130, 152, 184
- L. Griffiths, M. Heap, P. Baud, and J. Schmittbuhl. Quantification of microcrack characteristics and implications for stiffness and strength of granite. 100 :138–150, 2017. ISSN 13651609. doi : 10.1016/j.ijrmms.2017.10.013. 131
- L. Griffiths, O. Lengliné, M. J. Heap, P. Baud, and J. Schmittbuhl. Thermal cracking in westerly granite monitored using direct wave velocity, Coda Wave Interferometry, and acoustic emissions. 123(3) :2246–2261, 2018. ISSN 21699313. doi : 10.1002/2017JB015191. 34, 89, 130, 131, 132, 133, 134, 136, 142, 143, 148, 149, 152, 153, 154
- F. Grigoli, S. Cesca, E. Priolo, A. P. Rinaldi, J. F. Clinton, T. A. Stabile, B. Dost, M. G. Fernandez, S. Wiemer, and T. Dahm. Current challenges in monitoring, discrimination, and management of induced seismicity related to underground industrial activities : A European perspective : Challenges in Induced Seismicity. 55(2) :310–340, 2017. ISSN 87551209. doi : 10.1002/2016RG000542. 12
- F. Grigoli, S. Cesca, A. P. Rinaldi, A. Manconi, J. A. López-Comino, J. F. Clinton, R. Westaway, C. Cauzzi, T. Dahm, and S. Wiemer. The november 2017  $M_w$  5.5 Pohang earthquake : A possible case of induced seismicity in South Korea. 360(6392) :1003–1006, 2018. ISSN 0036-8075, 1095-9203. doi : 10.1126/science.aat2010. 9, 10, 12
- C. Hadziioannou, E. Larose, O. Coutant, P. Roux, and M. Campillo. 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, 2009. 34
- P. K. Harvey. Petrophysical properties of crystalline rocks. 2005. 62
- K. Hasselmann. A statistical analysis of the generation of microseisms. *Reviews of Geophysics*, 1 (2) :177–210, 1963. 30
- M. Heap and D. Faulkner. Quantifying the evolution of static elastic properties as crystalline rock approaches failure. 45(4) :564–573, 2008. ISSN 13651609. doi : 10.1016/j.ijrmms.2007.07.018. 147

- M. J. Heap, A. R. L. Kushnir, H. A. Gilg, F. B. Wadsworth, T. Reuschle, and P. Baud. Microstructural and petrophysical properties of the permo-triassic sandstones (buntsandstein) from the Soultz-sous-Forêts geothermal site (France). 5(1), 2017. ISSN 2195-9706. doi : 10.1186/s40517-017-0085-9. 130, 172
- H. C. Heard and L. Page. Elastic moduli, thermal expansion, and inferred permeability of two granites to 350°C and 55 megapascals. 87 :9340, 1982. ISSN 0148-0227. doi : 10.1029/JB087iB11p09340. xv, 131, 133, 134, 147, 148, 149, 150, 152, 153, 154
- R. E. Heckels, M. K. Savage, and J. Townend. Post-seismic velocity changes following the 2010 Mw 7.1 Darfield earthquake, New Zealand, revealed by ambient seismic field analysis. 213(2) : 931–939, 2018. ISSN 0956-540X, 1365-246X. doi : 10.1093/gji/ggy021. 191
- O. Heidbach, M. Rajabi, K. Reiter, M. Ziegler, and WSM Team. World Stress Map database release 2016, 2016. 6
- R. Hennino, N. Tregoures, N. M. Shapiro, L. Margerin, M. Campillo, B. A. van Tiggelen, and R. L. Weaver. Observation of Equipartition of seismic waves. 86(15) :3447–3450, 2001. ISSN 0031-9007, 1079-7114. doi : 10.1103/PhysRevLett.86.3447. 29
- G. Hillers and Y. Ben-Zion. Seasonal variations of observed noise amplitudes at 2–18 Hz in southern California. *Geophysical Journal International*, 184(2) :860–868, 2011. 17, 32, 181
- G. Hillers, M. Campillo, and K.-F. Ma. Seismic velocity variations at TCDP are controlled by MJO driven precipitation pattern and high fluid discharge properties. 391 :121–127, 2014. ISSN 0012821X. doi : 10.1016/j.epsl.2014.01.040. 181
- G. Hillers, Y. Ben-Zion, M. Campillo, and D. Zigone. Seasonal variations of seismic velocities in the San Jacinto fault area observed with Ambient Seismic Noise. *Geophysical Journal International*, 202(2) :920–932, 2015a. 32, 181
- G. Hillers, S. Husen, A. Obermann, T. Planes, E. Larose, and M. Campillo. Noise-based monitoring and imaging of aseismic transient deformation induced by the 2006 Basel reservoir stimulation. 80(4) :KS51–KS68, 2015b. ISSN 0016-8033, 1942-2156. doi : 10.1190/geo2014-0455.1. 10, 14, 17, 38, 159, 160, 162
- G. R. Hooijkaas, A. Genter, and C. Dezayes. Deep-seated geology of the granite intrusions at the Soultz EGS site based on data from 5km-deep boreholes. 35(5) :484–506, 2006. ISSN 03756505. doi : 10.1016/j.geothermics.2006.03.003. 130, 131, 172
- J. A. Hudson. Wave speeds and attenuation of elastic waves in material containing cracks. *Geophysical Journal International*, 64(1) :133–150, 1981. ISSN 0956-540X, 1365-246X. doi : 10.1111/j.1365-246X.1981.tb02662.x. 152, 184
- E. Huenges and P. Ledru. Geothermal energy systems : exploration, development, and utilization. 2011. 3, 4, 130
- E. Huenges, J. Ellis, S. Welter, R. Westaway, K.-B. Min, A. Genter, M. Brehme, H. Hofmann, P. Meier, B. Wassing, et al. Demonstration of soft stimulation treatments in geothermal reservoirs. 2018. 12
- D. S. Hughes and J. L. Kelly. Second-order elastic deformation of solids. 92(5) :1145–1149, 1953. ISSN 0031-899X. doi : 10.1103/PhysRev.92.1145. 37, 38, 109
- M. O. Häring, U. Schanz, F. Ladner, and B. C. Dyer. Characterisation of the Basel 1 enhanced geothermal system. 37(5) :469–495, 2008. ISSN 03756505. doi : 10.1016/j.geothermics.2008.06.002. 10

- J. C. Jaeger and N. G. W. Cook. Fundamentals of rock mechanics. (18), 2009. 8
- C. Kanu and R. Snieder. Time-lapse imaging of a localized weak change with multiply scattered waves using numerical-based sensitivity kernel. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 120(8) :5595–5605, 2015. 39
- K. M. Keranen, M. Weingarten, G. A. Abers, B. A. Bekins, and S. Ge. Sharp increase in central Oklahoma seismicity since 2008 induced by massive wastewater injection. 345(6195) :448–451, 2014. 8
- D. Komatitsch and J.-P. Vilotte. The spectral element method : An efficient tool to simulate the seismic response of 2d and 3d geological structures. 88(2) :368–392, 1998. 41, 42, 50, 56
- D. Komatitsch, S. Tsuboi, and J. Tromp. The spectral-element method in seismology. 157 :205–227, 2005. doi : 10.1029/157GM13. 42
- T. Kraft, P. M. Mai, S. Wiemer, N. Deichmann, J. Ripperger, P. Kästli, C. Bachmann, D. Fäh, J. Wössner, and D. Giardini. Enhanced Geothermal Systems : Mitigating risk in urban areas. 90(32) : 273, 2009. ISSN 0096-3941. doi : 10.1029/2009EO320001. 9, 10
- R. L. Kranz. Microcracks in rocks : A review. 100(1) :449–480, 1983. ISSN 00401951. doi : 10.1016/0040-1951(83)90198-1. 130
- D. Kula, M. Lehujeur, J. Vergne, J. Schmittbuhl, and D. Zigone. Steps toward monitoring a deep geothermal reservoir in northern Alsace with Ambient Seismic Noise interferometry. 2018. doi : 10.3997/2214-4609.201801655. 15, 162, 178
- A. R. L. Kushnir, M. J. Heap, P. Baud, H. A. Gilg, T. Reuschle, C. Lerouge, C. Dezayes, and P. Düringer. Characterizing the physical properties of rocks from the paleozoic to Permo-Triassic transition in the Upper Rhine Graben. 6(1), 2018. ISSN 2195-9706. doi : 10.1186/s40517-018-0103-6. 130, 172
- A. Legendijk and B. A. Van Tiggelen. Resonant multiple scattering of light. *Physics Reports*, 270(3) : 143–215, 1996. 28
- E. Larose and S. Hall. Monitoring stress related velocity variation in concrete with a  $2 \times 10^{-5}$  relative resolution using diffuse ultrasound. 125(4) :1853–1856, 2009. ISSN 0001-4966. doi : 10.1121/1.3079771. 35, 64, 92, 117
- E. Larose, T. Planes, V. Rossetto, and L. Margerin. Locating a small change in a multiple scattering environment. 96(20) :204101, 2010. ISSN 0003-6951, 1077-3118. doi : 10.1063/1.3431269. 17, 38
- T. Lecocq, C. Caudron, and F. Brenguier. MSNoise, a python package for monitoring seismic velocity changes using Ambient Seismic Noise. 85(3) :715–726, 2014. ISSN 0895-0695, 1938-2057. doi : 10.1785/0220130073. 185
- T. Lecocq, L. Longuevergne, H. A. Pedersen, F. Brenguier, and K. Stammler. Monitoring ground water storage at mesoscale using seismic noise : 30 years of continuous observation and thermo-elastic and hydrological modeling. 7(1), 2017. ISSN 2045-2322. doi : 10.1038/s41598-017-14468-9. 162
- M. Lehujeur. Etude d'un reservoir geothermique profond par correlation de bruit sismique ambient, 2015. 12, 15, 164
- M. Lehujeur, J. Vergne, J. Schmittbuhl, and A. Maggi. Investigating a deep geothermal reservoir using ambient noise correlation. In *EGU General Assembly Conference Abstracts*, volume 16, page 13798, 2014. 12, 14, 159

- M. Lehuteur, J. Vergne, J. Schmittbuhl, D. Zigone, A. Le Chenadec, and EstOF Team. Reservoir imaging using ambient noise correlation from a dense seismic network. 2018. ISSN 21699313. doi : 10.1029/2018JB015440. 12
- O. Lengliné, M. Boubacar, and J. Schmittbuhl. Seismicity related to the hydraulic stimulation of GRT-1, Rittershoffen, France. page ggw490, 2017. ISSN 0956-540X, 1365-246X. doi : 10.1093/gji/ggw490. xiii, 7, 8, 9, 170, 180
- Z. Liu, J. Huang, and J. Li. Comparison of four techniques for estimating temporal change of seismic velocity with passive image interferometry. *Earthquake Science*, 23(5) :511–518, 2010. 111, 184
- D. A. Lockner. A generalized law for brittle deformation of Westerly granite. 103 :5107–5123, 1998. ISSN 01480227. doi : 10.1029/97JB03211. 131
- D. A. Lockner, J. B. Walsh, and J. D. Byerlee. Changes in seismic velocity and attenuation during deformation of granite. 82(33) :5374–5378, 1977. ISSN 01480227. doi : 10.1029/JB082i033p05374. 34, 35
- S.-M. Lu. A global review of enhanced geothermal system (EGS). 81 :2902–2921, 2018. ISSN 13640321. doi : 10.1016/j.rser.2017.06.097. 130
- G. Mainsant, E. Larose, C. Brönnimann, D. Jongmans, C. Michoud, and M. Jaboyedoff. Ambient Seismic Noise monitoring of a clay landslide : Toward failure prediction : Seismic Noise Monitoring of a Landslide. 117, 2012. ISSN 01480227. doi : 10.1029/2011JF002159. 12, 33
- A. Maqsood, I. H. Gul, and M. Anis-ur Rehman. Thermal transport properties of granites in the temperature range 253–333 k. 37(9) :1405–1409, 2004. ISSN 0022-3727, 1361-6463. doi : 10.1088/0022-3727/37/9/016. 133, 134
- L. Margerin, A. Levander, and G. Nolet. Introduction to radiative transfer of seismic waves. In *Geophysical Monograph Series*, volume 157, pages 229–252. American Geophysical Union, 2005. ISBN 978-0-87590-422-1. doi : 10.1029/157GM14. 47
- V. Maurer, N. Cuenot, E. Gaucher, M. Grunberg, J. Vergne, H. Wodling, M. Lehuteur, and J. Schmittbuhl. Seismic Monitoring of the Rittershoffen EGS project (Alsace, France). 2015. 7, 170
- U. Meier, N. M. Shapiro, and F. Brenguier. Detecting seasonal variations in seismic velocities within los angeles basin from correlations of Ambient Seismic Noise. 2010. ISSN 0956540X, 1365246X. doi : 10.1111/j.1365-246X.2010.04550.x. 32
- P. G. Meredith, I. G. Main, O. C. Clint, and L. Li. On the threshold of flow in a tight natural rock : on the Threshold of Flow in a Tight Rock. 39(4), 2012. ISSN 00948276. doi : 10.1029/2011GL050649. 131
- J. E. Michaels. Detection, localization and characterization of damage in plates with an in situ array of spatially distributed ultrasonic sensors. 17(3) :035035, 2008. 117
- M. P. Moschetti, M. H. Ritzwoller, and N. M. Shapiro. Surface-Wave Tomography of the western united states from Ambient Seismic Noise : Rayleigh wave group velocity maps : U.s. Surface Wave Tomography. 8(8), 2007. ISSN 15252027. doi : 10.1029/2007GC001655. 32
- F. D. Murnaghan. Finite deformation of an elastic solid. 1951. 37, 109
- N. Nakata, L. Gualtieri, and A. Fichtner. Seismic Ambient Noise. 2019. 13, 30

- P. Nami, R. Schellschmidt, M. Schindler, and T. Tischner. Chemical stimulation operations for reservoir development of the deep crystalline HDR/EGS system at Soultz-sous-Forêts (France). In *Proceedings, 32nd Workshop on Geothermal Reservoir Engineering, Stanford University, Stanford, California, USA*, pages 28–30, 2008. 5
- M. Nasser, A. Schubnel, and R. Young. Coupled evolutions of fracture toughness and elastic wave velocities at high crack density in thermally treated westerly granite. 44(4) :601–616, 2007. ISSN 13651609. doi : 10.1016/j.ijrmms.2006.09.008. 131, 132
- M. Nasser, A. Schubnel, P. M. Benson, and R. P. Young. Common evolution of mechanical and transport properties in thermally cracked westerly granite at elevated hydrostatic pressure. 166(5) :927–948, 2009. ISSN 0033-4553, 1420-9136. doi : 10.1007/s00024-009-0485-2. 132
- F. Niu, P. G. Silver, T. M. Daley, X. Cheng, and E. L. Majer. Preseismic velocity changes observed from active source monitoring at the Parkfield SAFOD drill site. *Nature*, 454(7201) :204, 2008. 17
- A. Obermann, T. Planes, E. Larose, and M. Campillo. Imaging preeruptive and coeruptive structural and mechanical changes of a volcano with Ambient Seismic Noise. 118(12) :6285–6294, 2013. ISSN 21699313. doi : 10.1002/2013JB010399. 162
- A. Obermann, B. Froment, M. Campillo, E. Larose, T. Planes, B. Valette, J. H. Chen, and Q. Y. Liu. Seismic noise correlations to image structural and mechanical changes associated with the mw 7.9 2008 wenchuan earthquake. 119(4) :3155–3168, 2014. ISSN 21699313. doi : 10.1002/2013JB010932. 38, 40, 181
- A. Obermann, T. Kraft, E. Larose, and S. Wiemer. Potential of Ambient Seismic Noise techniques to monitor the St. Gallen geothermal site (switzerland) : Monitoring The St. Gallen Geothermal Site. 120(6) :4301–4316, 2015. ISSN 21699313. doi : 10.1002/2014JB011817. xiii, 14, 38, 159, 162, 184
- P. Olasolo, M. Juárez, M. Morales, S. D’Amico, and I. Liarte. Enhanced Geothermal Systems : A review. 56 :133–144, 2016. ISSN 13640321. doi : 10.1016/j.rser.2015.11.031. 130
- G. Olivier, F. Brenguier, M. Campillo, R. Lynch, and P. Roux. Body-wave reconstruction from Ambient Seismic Noise correlations in an underground mine. 80(3) :KS11–KS25, 2015. ISSN 0016-8033, 1942-2156. doi : 10.1190/geo2014-0299.1. 47, 98
- C. Pacheco and R. Snieder. Time-lapse travel time change of multiply scattered acoustic waves. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 118(3) :1300–1310, 2005. 39
- C. Pacheco and R. Snieder. Time-lapse travelttime change of singly scattered acoustic waves. *Geophysical Journal International*, 165(2) :485–500, 2006. 39
- S. M. Pizer, E. P. Amburn, J. D. Austin, R. Cromartie, A. Geselowitz, T. Greer, B. ter Haar Romeny, J. B. Zimmerman, and K. Zuiderveld. Adaptive histogram equalization and its variations. *Computer vision, graphics, and image processing*, 39(3) :355–368, 1987. 96
- T. Planes. Imaging local changes in the multiple scattering regime, 2013. 38
- T. Planes and E. Larose. A review of ultrasonic Coda Wave Interferometry in concrete. 53 :248–255, 2013. ISSN 00088846. doi : 10.1016/j.cemconres.2013.07.009. 34, 35, 60, 92, 100, 139
- T. Planes, E. Larose, L. Margerin, V. Rossetto, and C. Sens-Schönfelder. Decorrelation and phase-shift of coda waves induced by local changes : multiple scattering approach and numerical validation. 24(2) :99–125, 2014. ISSN 1745-5030, 1745-5049. doi : 10.1080/17455030.2014.880821. 17, 38

- S. Portier, F.-D. Vuataz, P. Nami, B. Sanjuan, and A. Gerard. Chemical stimulation techniques for geothermal wells : experiments on the three-well EGS system at Soultz-sous-Forêts, France. 38 (4) :349–359, 2009. ISSN 03756505. doi : 10.1016/j.geothermics.2009.07.001. 4, 5
- G. Poupinet, W. L. Ellsworth, and J. Frechet. Monitoring velocity variations in the crust using earthquake doublets : An application to the Calaveras Fault, California. 89 :5719–5731, 1984. ISSN 01480227. doi : 10.1029/JB089iB07p05719. 24, 25, 64
- X. Rachez and S. Gentier. 3d-hydromechanical behavior of a stimulated fractured rock mass. In *World Geothermal Congress 2010*, page 8 p., 2010. 4
- M. Raffel, C. E. Willert, F. Scarano, C. J. Kähler, S. T. Wereley, and J. Kompenhans. Particle image velocimetry : a practical guide. 2018. 96
- J.-F. Remacle, J. Lambrechts, B. Seny, E. Marchandise, A. Johnen, and C. Geuzainet. Blossomquad : A non-uniform quadrilateral mesh generator using a minimum-cost perfect-matching algorithm : Quadrilateral Mesh Generator using Perfect Matching. 89(9) :1102–1119, 2012. ISSN 00295981. doi : 10.1002/nme.3279. 42
- M. H. Ritzwoller and L. Feng. Overview of pre-and post-processing of ambient noise correlations. *Seismic Ambient Noise*, 2018. 31
- P. M. Roberts, W. S. Phillips, and M. C. Fehler. Development of the active doublet method for measuring small velocity and attenuation changes in solids. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 91(6) :3291–3302, 1992. 26
- V. Rossetto, L. Margerin, T. Planes, and e. Larose. Locating a weak change using diffuse waves : Theoretical approach and inversion procedure. 109(3) :034903, 2011. ISSN 0021-8979, 1089-7550. doi : 10.1063/1.3544503. 17, 38, 117
- P. Roux, K. G. Sabra, P. Gerstoft, W. A. Kuperman, and M. C. Fehler. P waves from cross-correlation of seismic noise : P Waves from Noise Cross-Correlations. 32(19), 2005. ISSN 00948276. doi : 10.1029/2005GL023803. 29, 30
- F. Rummel. Physical properties of the rock in the granitic section of borehole GPK1, Soultz-sous-Forêts. 3 :199–216, 1991. 5, 57, 61, 62
- F. Rummel and F. Baumgartner. Hydraulic fracturing stress measurements in GPK-1 borehole, Soultz-sous-Forêts. pages 119–148, 1991. 5
- B. H. Russell, K. Hedlin, F. J. Hiltebert, and L. R. Lines. Fluid-property discrimination with avo : A biot-gassmann perspective. *Geophysics*, 68(1) :29–39, 2003. 184
- P. Sanchez-Pastor, A. Obermann, M. Schimmel, C. Weemstra, A. Verdel, and P. Jousset. Short- and long-term variations in the Reykjanes geothermal reservoir from seismic noise interferometry. 2019. ISSN 0094-8276, 1944-8007. doi : 10.1029/2019GL082352. 12, 14, 159, 185
- M. Schindler, P. Nami, R. Schellschmidt, D. Teza, and T. Tischner. Summary of hydraulic stimulation operations in the 5 km deep crystalline HDR/EGS reservoir at Soultz-sous-Forêts. 2008. 5
- S. Schön. Thermal properties. 8 :337–372, 2011. doi : 10.1016/S1567-8032(11)08009-8. 133, 134
- C. M. Segedin. Note on a penny shaped crack under shear. 47(2) :396–400, 1951. ISSN 030-0041, 1469-8064. doi : 10.1017/S0305004100026736. 180
- C. Sens-Schönfelder and U. Wegler. Passive image interferometry and seasonal variations of seismic velocities at Merapi volcano, Indonesia. 33(21), 2006. ISSN 0094-8276. doi : 10.1029/2006GL027797. xiii, 17, 32, 33, 64, 160, 181

- C. Sens-Schönfelder and U. Wegler. Passive image interferometry for monitoring crustal changes with Ambient Seismic Noise. 343(8) :639–651, 2011. ISSN 16310713. doi : 10.1016/j.crte.2011.02.005. 13, 64
- C. Sens-Schönfelder, E. Pomponi, and A. Peltier. Dynamics of Piton de la Fournaise volcano observed by passive image interferometry with multiple references. 276 :32–45, 2014. ISSN 03770273. doi : 10.1016/j.jvolgeores.2014.02.012. 13
- N. M. Shapiro and M. Campillo. Emergence of broadband Rayleigh waves from correlations of the Ambient Seismic Noise : Correlation of the Seismic Noise. 31(7), 2004. ISSN 00948276. doi : 10.1029/2004GL019491. 29, 30, 159
- N. M. Shapiro, N. Shapiro, M. Campillo, L. Stehly, and M. H. Ritzwoller. High-resolution Surface-Wave Tomography from Ambient Seismic Noise. 307(5715) :1615–1618, 2005. ISSN 0036-8075, 1095-9203. doi : 10.1126/science.1108339. 32
- S. A. Shapiro, C. Dinske, and J. Kummerow. Probability of a given-magnitude earthquake induced by a fluid injection. 34(22), 2007. ISSN 0094-8276. doi : 10.1029/2007GL031615. 11
- P. Shokouhi, A. Zoëga, H. Wiggenhauser, and G. Fischer. Surface wave velocity-stress relationship in uniaxially loaded concrete. 109(2) :131–139, 2012. 109
- M. O. Si-chaib, H. Djelouah, and A. Nour. Study of shear ultrasonic waves propagating in materials under static uniaxial loadings : Simulation, shear waves, acoustoelasticity, mechanical stresses, materials. 47 :134–143, 2011. ISSN 00392103. doi : 10.1111/j.1475-1305.2010.00749.x. 37, 109
- P. A. Siratovich, M. C. Villeneuve, J. W. Cole, B. M. Kennedy, and E. Begue. Saturated heating and quenching of three crustal rocks and implications for thermal stimulation of permeability in geothermal reservoirs. 80 :265–280, 2015. ISSN 13651609. doi : 10.1016/j.ijrmms.2015.09.023. 130
- C. F. Smith and A. R. Hendrickson. Hydrofluoric acid stimulation of sandstone reservoirs. 17(2) : 215–222, 1965. 4
- M. C. Smith. A history of hot dry rock geothermal energy systems. 15(1) :1–20, 1983. ISSN 03770273. doi : 10.1016/0377-0273(83)90093-8. 3
- R. Smith. Stress-induced anisotropy in solids—the acousto-elastic effect. 1(3) :135–147, 1963. ISSN 0041624X. doi : 10.1016/0041-624X(63)90003-9. 37
- R. Snieder. Extracting the Green’s function from the correlation of coda waves : A derivation based on stationary phase. 69(4), 2004. ISSN 1539-3755, 1550-2376. doi : 10.1103/PhysRevE.69.046610. 30
- R. Snieder. The theory of Coda Wave Interferometry. 163(2) :455–473, 2006. ISSN 0033-4553, 1420-9136. doi : 10.1007/s00024-005-0026-6. 24, 26, 104, 149
- R. Snieder, A. Grêt, H. Douma, and J. Scales. Coda Wave Interferometry for estimating nonlinear behavior in seismic velocity. 295(5563) :2253–2255, 2002. ISSN 00368075, 10959203. doi : 10.1126/science.1070015. 13, 16, 24, 26, 34, 35, 64, 106
- W. H. Somerton. Thermal properties and temperature-relayed behavior of rock/fluid systems. 1992. 131
- R. Stacey. Improved transparent boundary formulations for the elastic-wave equation. Vol. 78 :pp. 2089–2097, 1988. 54, 173

- L. Stehly, M. Campillo, and N. M. Shapiro. Traveltime measurements from noise correlation : stability and detection of instrumental time-shifts. 171(1) :223–230, 2007. ISSN 0956540X, 1365246X. doi : 10.1111/j.1365-246X.2007.03492.x. 35, 106
- T. Taira, A. Nayak, F. Brenguier, and M. Manga. Monitoring reservoir response to earthquakes and fluid extraction, Salton Sea geothermal field, California. 4(1) :e1701536, 2018. ISSN 2375-2548. doi : 10.1126/sciadv.1701536. 162
- H. Tenzer. Development of hot dry rock technology. 22(4), 2001. 3
- W. Thielicke. The flapping flight of birds : Analysis and application. 2014. 95, 96
- W. Thielicke and E. J. Stamhuis. PIVlab - towards user-friendly, affordable and accurate digital particle image velocimetry in MATLAB. 2, 2014. ISSN 2049-9647. doi : 10.5334/jors.bl. 95
- K. Thirumalai and S. G. Demou. Thermal expansion behavior of intact and thermally fractured mine rocks. pages 60–71. ASCE, 1974. ISBN 978-0-88318-116-4. doi : 10.1063/1.2945937. 131
- S. Tieliang and G. Longsheng. Transportation theory of multiple scattering and its application to seismic coda waves of impulse source. *Science in China Series B-Chemistry, Biological, Agricultural, Medical & Earth Sciences*, 31(12) :1503–1514, 1988. 28
- R. A. Toupin and B. Bernstein. Sound waves in deformed perfectly elastic materials. acoustoelastic effect. 33(2) :216–225, 1961. ISSN 0001-4966. doi : 10.1121/1.1908623. 37
- A. Tourin, A. Derode, A. Peyre, and M. Fink. Transport parameters for an ultrasonic pulsed wave propagating in a multiple scattering medium. 108(2) :503–512, 2000. ISSN 0001-4966. doi : 10.1121/1.429580. 92, 114
- N. P. Tregoures and B. A. van Tiggelen. Quasi-two-dimensional transfer of elastic waves. 66(3), 2002. ISSN 1063-651X, 1095-3787. doi : 10.1103/PhysRevE.66.036601. 47
- B. Vallier, V. Magnenet, J. Schmittbuhl, and C. Fond. THM modeling of hydrothermal circulation at Rittershoffen geothermal site, France. 6(1), 2018. ISSN 2195-9706. doi : 10.1186/s40517-018-0108-1. 166, 172
- J. Vidal, A. Genter, and J. Schmittbuhl. Pre- and post-stimulation characterization of geothermal well GRT-1, Rittershoffen, France : insights from acoustic image logs of hard fractured rock. 206 (2) :845–860, 2016. ISSN 0956-540X, 1365-246X. doi : 10.1093/gji/ggw181. 7
- M. C. Villeneuve, M. J. Heap, A. R. L. Kushnir, T. Qin, P. Baud, G. Zhou, and T. Xu. Estimating in situ rock mass strength and elastic modulus of granite from the Soultz-sous-Forêts geothermal reservoir (France). 6(1) :11, 2018. ISSN 2195-9706. doi : 10.1186/s40517-018-0096-1. 130
- H. F. Wang, B. P. Bonner, S. R. Carlson, B. J. Kowallis, and H. C. Heard. Thermal stress cracking in granite. 94 :1745, 1989. ISSN 0148-0227. doi : 10.1029/JB094iB02p01745. 132
- Q.-Y. Wang, F. Brenguier, M. Campillo, A. Lecointre, T. Takeda, and Y. Aoki. Seasonal crustal seismic velocity changes throughout Japan. 122(10) :7987–8002, 2017. ISSN 21699313. doi : 10.1002/2017JB014307. 32, 181
- U. Wegler and B.-G. Lühr. Scattering behaviour at Mt.Merapi (Java) revealed from an active seismic experiment. 145(3) :579–592, 2001. ISSN 0956540X, 1365246X. doi : 10.1046/j.1365-246x.2001.01390.x. 47
- S. Wei, J.-P. Avouac, K. W. Hudnut, A. Donnellan, J. W. Parker, R. W. Graves, D. Helmberger, E. Fielding, Z. Liu, F. Cappa, and M. Eneva. The 2012 Brawley swarm triggered by injection-induced aseismic slip. 422 :115–125, 2015. ISSN 0012821X. doi : 10.1016/j.epsl.2015.03.054. 12

- M. Weingarten, S. Ge, J. W. Godt, B. A. Bekins, and J. L. Rubinstein. High-rate injection is associated with the increase in US mid-continent seismicity. 348(6241) :1336–1340, 2015. 5, 8
- K. W. Winkler and X. Liu. Measurements of third-order elastic constants in rocks. 100(3) :1392–1398, 1996. ISSN 0001-4966. doi : 10.1121/1.415986. 172, 183
- J. Wohlenberg and H. Keppler. Monitoring and interpretation of seismic observations in hot dry rock geothermal energy systems. 16(4) :441–445, 1987. 11
- J.-U. Woo, M. Kim, D.-H. Sheen, T.-S. Kang, J. Rhie, F. Grigoli, W. Ellsworth, and D. Giardini. An in-depth seismological analysis revealing a causal link between the 2017 MW 5.5 Pohang earthquake and EGS project. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 2019. 10
- K. Yamamura, O. Sano, H. Utada, Y. Takei, S. Nakao, and Y. Fukao. Long-term observation of in situ seismic velocity and attenuation : In situ seismic velocity and attenuation measurement. 108, 2003. ISSN 01480227. doi : 10.1029/2002JB002005. 17, 36
- A. S. Yates, M. K. Savage, A. D. Jolly, C. Caudron, and I. J. Hamling. Volcanic, coseismic, and seasonal changes detected at white island (whakaari) volcano, new zealand, using Seismic Ambient Noise. 46(1) :99 to 108, 2019. ISSN 0094-8276, 1944-8007. doi : 10.1029/2018GL080580. 32, 33, 191
- C. Yong and C.-y. Wang. Thermally induced acoustic emission in Westerly granite. 7(12) :1089–1092, 1980. ISSN 00948276. doi : 10.1029/GL007i012p01089. 132
- D. Zigone, Y. Ben-Zion, M. Campillo, and P. Roux. Seismic tomography of the southern california plate boundary region from noise-based Rayleigh and love waves. 172(5) :1007–1032, 2015. ISSN 0033-4553, 1420-9136. doi : 10.1007/s00024-014-0872-1. 32
- M. D. Zoback, A. Kohli, I. Das, and M. W. McClure. The importance of slow slip on faults during hydraulic fracturing stimulation of shale gas reservoirs. 2012. 9, 12



## **Annexe A**

# **Données annexes**

### **A.1 Fiche caractéristique du capteur de force**

## Dynamic load cells 2014

### Accessories

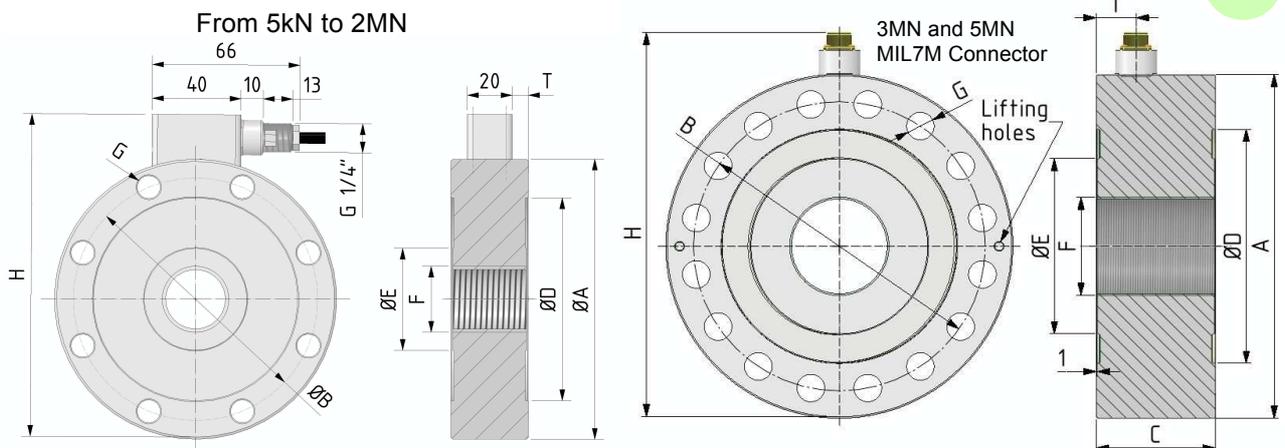


**WIMOD**  
Trasmissione **WIRELESS**  
*WIRELESS* transmission



### Dimensions

↔ mm ↔



CODE	LOAD	CODE	LOAD	ØA	B	C	ØD	ØE	F	G	n°G	H	T	KHz <sup>(2)</sup>
CTC4100500K5	0.5 t	CTC41005KNI15	5 kN	100	86	35	72	32	M20×1.5	9	6	121	7.5	2.5
CTC41001T5	1 t	CTC410010KNI15	10 kN											2.5
CTC41002T55	2.5t	CTC410025KNI15	25 kN											4.8
CTC41005T5	5 t <sup>(3)</sup>	CTC410050KNI15	50 kN <sup>(3)</sup>											8.6
CTC41275T5	5 t	CTC412750KNI15	50 kN	127	110	35	92	47	M30×2	10.5	8	149	7.5	3.8
CTC412710T5	10 t	CTC4127100KNI15	100 kN											5.8
CTC416520T5	20 t	CTC4165200KNI15	200 kN	165	138	50	108	62	M42×3	17	12	188	15	5.7
CTC416530T5	30 t	CTC4165300KNI15	300 kN			60							7.3	
CTC416550T5	50 t	CTC4165500KNI15	500 kN			20							9.8	
CTC423075T5	75 t	CTC4230750KNI15	750 kN	230	185	80	145	98	M60×3	26	12	254	30	18.2
CTC4230100T5	100 t	CTC42301MNI15	1 MN										18.2	
<sup>(1)</sup> CTC4300200T5	200 t	<sup>(1)</sup> CTC43002MNI15	2 MN	300	250	100	198	132	M100×3	25	16	323	40	18.0
<sup>(1)</sup> CTC4350300T5	300 t <sup>(4)</sup>	<sup>(1)</sup> CTC43503MNI15	3 MN <sup>(4)</sup>	350	294	120	238	160	M100×3	28	16	367	40	15.7
<sup>(1)</sup> CTC4350500T5	500 t <sup>(4)</sup>	<sup>(1)</sup> CTC43505MNI15	5 MN <sup>(4)</sup>			130							45	

(1)

ACCREDIA certification can NOT be performed by LAT n° 93 Laboratory, on request it can be ordered to other Accredited Laboratories.

(2) Natural frequency

## Technical Data



Accuracy class: <b>ISO 376</b>	<b>1</b>						
NOMINAL LOAD	5-10-25-50 <sup>(3)</sup> kN	50 kN 100 kN	200 kN 300 kN	500 kN	750kN 1 MN	2 MN	3 MN <sup>(4)</sup> 5 MN <sup>(4)</sup>
RELATIVE ERRORS (at reading)							
a) repeatability 0°-120°-240° (b)	≤ ±0.145% <sup>(5)</sup>						
b) interpolation (fc)	≤ ±0.090% <sup>(5)</sup>						
c) reversibility (u)	≤ ±0.240% <sup>(5)</sup>						
d) zero (fo)	≤ ±0.030% F.S.						
LINEARITY	≤ ±0.05% F.S.						
HYSTERESIS	≤ ±0.05% F.S.						
TEMPERATURE EFFECT (10°C)							
a) on zero	≤ ±0.028% F.S.						
b) on sensitivity	≤ ±0.024% F.S.						
EFFECT OF TRANSVERSE LOAD:							
a) at 10% of nominal load	≤ ±0.030% F.S.						
NOMINAL SENSITIVITY	2mV/V <sup>(6)</sup>						
SENSITIVITY TOLERANCE	≤ ±0.1% F.S.						
NOMINAL LOAD	<b>5-10-25-50-100-200-300 kN</b>						
INPUT RESISTANCE	800 ± 20Ω						
OUTPUT RESISTANCE	705 ± 2Ω						
NOMINAL LOAD	<b>500-750-1000-2000-3000-5000 kN</b>						
INPUT RESISTANCE	430 ± 20Ω						
OUTPUT RESISTANCE	352 ± 2Ω						
INSULATION RESISTANCE	> 5 GΩ						
ZERO BALANCE	≤ ± 1% F.S.						
RECOMENDED SUPPLY VOLTAGE	10 V						
NOMINAL SUPPLY VOLTAGE RANGE	1-15 V						
MAXIMUM SUPPLY VOLTAGE	18 V						
MECHANICAL LIMIT VALUES REFERRED TO NOMINAL LOAD :							
a) service load	120%						
b) max permissible load	150%						
c) breaking load	>300%						
d) max transverse load	100%						
e) max permissible dynamic load	75% <sup>(7)</sup>						
Displacement at nominal load (mm)	-0.06	-0.09	-0.17	-0.17	-0.23	-0.21	-0.21
REFERENCE TEMPERATURE	+23°C						
TEMPERATURE NOMINAL RANGE	-10 / +40 °C						
SERVICE TEMPERATURE	-10 / +70 °C						
STORAGE TEMPERATURE	-20 / +80 °C						
WEIGHT (kg)	1.60	2.45	5.80	6.80	16.5	35	63
PROTECTION CLASS (EN 60529)	IP67						
EXECUTION MATERIAL	Inox / Stainless Steel						
CABLE LENGTH	5 m						
FIXING SCREWS:							
a) diameter	M8	M10	M16	M16	M24	M24	M27
b) resistance class	12.9	12.9	12.9	12.9	12.9	12.9	12.9
c) tightening torque (Nm)	40	70	368	368	460	460	1500

(3)



The force transducer **50 kN Ø100** is guaranteed in **TENSION** up to **25 kN**.

(4)



The force transducers **3 MN** and **5 MN** are guaranteed in **TENSION** up to **2,5 MN**.

(5) Percentage errors referred to reading, min. 1/10 of nominal load.

(6) Tests and calibrations performed in **COMPRESSION** with the transducer mounted on a bearing support with correctly tightened clamping screws.

(7) The dynamic load must be applied to the transducer central thread and not to the external fixing rim.

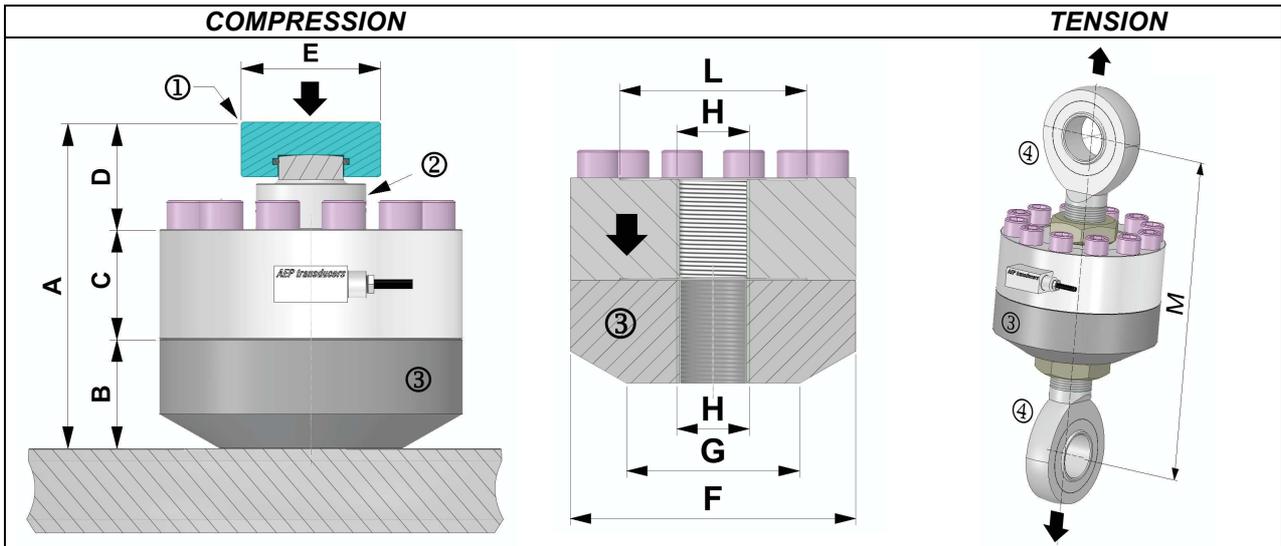
kg calibration on request.

Classifications according **ASTM E74** on request.

E-mail: [ntt@ntt.dk](mailto:ntt@ntt.dk) Web: [www.ntt.dk](http://www.ntt.dk) phone: +45 98581444 fax.: +45 98581866

In order to improve the technical performances of the product, the company reserves the right to make any change without notice.

## Applications



### WARNING:

Check that the fixing screws and the accessories are correctly tightened.

Accessories execution material:  
from 5 to 200 kN  
from 300 kN to 5 MN

Stainless Steel  
Rm  $\geq 90 \text{ kg/mm}^2$   
Rm  $\geq 130 \text{ kg/mm}^2$

### Dimensions

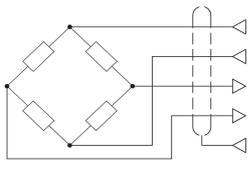
⇒ mm ⇒



TC4:	A	B	C	D	E	F	G	H	L	M
5, 10, 25, 50 kN	108	37	35	36	Ø 57	Ø 100	Ø 70	M 20 × 1.5	Ø 32	~ 170
50, 100 kN	108	37	35	36	Ø 76	Ø 127	Ø 100	M 30 × 2	Ø 47	~ 200
200 kN	169	60	50	59	Ø 76	Ø 165	Ø 100	M 42 × 3	Ø 62	~ 224
300 kN	169	60	50	59	Ø 76	Ø 165	Ø 100	M 42 × 3	Ø 62	~ 465
500 kN	179	60	60	59	Ø 76	Ø 165	Ø 100	M 42 × 3	Ø 62	~ 513
750 kN, 1 MN	252	85	80	87	Ø 126	Ø 230	Ø 180	M 60 × 3	Ø 98	/
2 MN	309	85	100	124	Ø 129	Ø 300	Ø 250	M100 × 3	Ø132	/
3 MN	384	120	120	144	Ø 168	Ø 350	Ø 330	M100 × 3	Ø 160	/
5 MN	394	120	130	144	Ø 168	Ø 350	Ø 330	M100 × 3	Ø 160	/

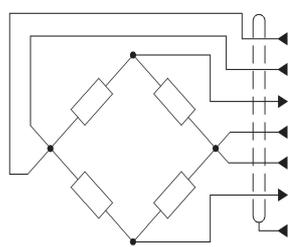
TC4:	CODE	ACCESSORIES (optional):
5, 10, 25, 50 kN	CTIC22	① Loading head.
	CTC425M20	② Spherical loading head M20×1.5.
	CPBTC4D100	③ Mounting plate Ø 100 mm.
	CACCEM20	④ Knuckle joints.
50, 100 kN	CTIC28	① Loading head.
	CTC445M30	② Spherical loading head M30×2.
	CPBTC4D127	③ Mounting plate Ø 127 mm.
	CACCEM30	④ Knuckle joints.
200, 300, 500 kN	CTIC35	① Loading head.
	CTS62M42	② Spherical loading head M42×3 (200-300kN)
	CTC450M42	② Spherical loading head M42×3
	CPBTC4D165	③ Mounting plate Ø 165 mm.
	CACCEM42	④ Knuckle joints. (max 200KN)
	CACCEM4230T	④ Knuckle joints. (max 300KN)
750 kN, 1 MN	CACCEM4250T	④ Knuckle joints. (max 500KN)
	CTIC60	① Loading head.
	CTS96M60	② Spherical loading head M60×3.
	CPBTC4D230	③ Mounting plate Ø 230 mm.
2 MN	CTIC106	① Loading head.
	TS160M100	② Spherical loading head M100×3 (2MN)
	CPBTC4D300	③ Mounting plate Ø 300 mm.
3 MN, 5 MN	CTIC140	① Loading head.
	CTS170M100	② Spherical loading head M100×3.
	CPBTC4D350	③ Mounting plate Ø 350 mm.

## Electrical Connections

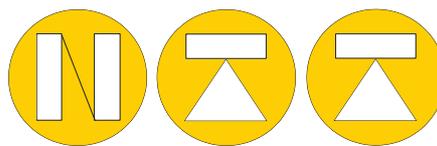
Transducer from 5 kN to 2 MN	OUTPUT	CABLE		MIL6M <i>(optional)</i>	MIL7M <i>(optional)</i>	DB9M <i>(optional)</i>	M12 <sup>(*)</sup> <i>(optional)</i>
	<b>EXCITATION +</b> <b>EXCITATION -</b> <b>OUTPUT +</b> <b>OUTPUT -</b> -----	<b>Red</b> <b>Black</b> <b>White</b> <b>Yellow</b> <b>Shield</b>		<b>A</b> <b>B</b> <b>D</b> <b>C</b> <b>F</b>	<b>C</b> <b>B</b> <b>A</b> <b>D</b> <b>E</b>	<b>3</b> <b>4</b> <b>1</b> <b>2</b> <b>5</b>	<b>1</b> <b>3</b> <b>2</b> <b>4</b> <b>5</b>

<sup>(\*)</sup> **OPTION with M12 output:**

Female 4 poles straight **M12x1** CONNECTOR complete PVC molded **CABLE**, shielded, length: 3m .

Transducer 3 MN and 5 MN	OUTPUT	MIL7M	CABLE
	<b>EXCITATION +</b> <b>SENSE +</b> <b>OUTPUT +</b> <b>EXCITATION -</b> <b>SENSE -</b> <b>OUTPUT -</b> -----	<b>C</b> <b>F</b> <b>A</b> <b>B</b> <b>G</b> <b>D</b> <b>E</b>	<b>Red</b> <b>Orange</b> <b>White</b> <b>Black</b> <b>Blue</b> <b>Yellow</b> <b>Shield</b>

PVC 105°C shielded cable, Ø5.2mm with 4× Ø0.35mm<sup>2</sup> or 6× Ø0.25mm<sup>2</sup> tinned conductors.  
Shield connected to the body of the transducer.



**NORDIC TRANSDUCER**

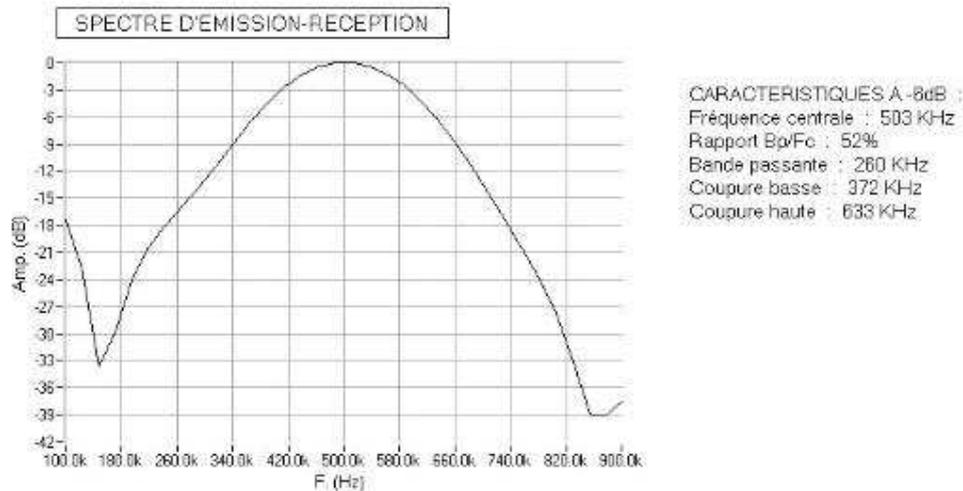
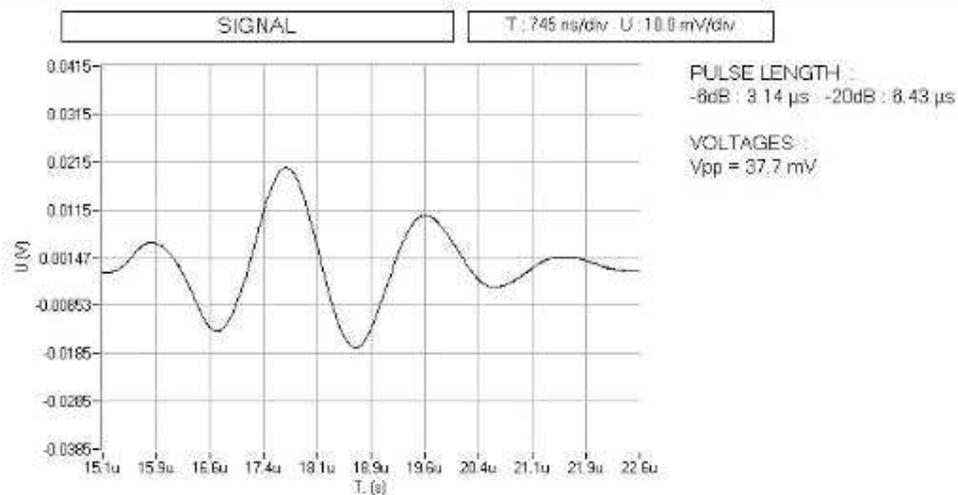
## Nordic Transducer Denmark

E-mail: [ntt@ntt.dk](mailto:ntt@ntt.dk) Web: [www.ntt.dk](http://www.ntt.dk) phone: +45 98581444 fax.: +45 98581866

In order to improve the technical performances of the product, the company reserves the right to make any change without notice

## **A.2 Fiche caractéristique des capteurs piézoélectriques**

Date : 9 Octobre 2008 10h18  
 Opérateur : SJ  
 Transducteur : Barrette linéaire 32 elements  
 Numéro de Série : 6744 A101  
 Fréquence nominale : 500 KHz  
 Générateur : MULTI 2000  
 Signal d'excitation : 70.0 Vpp, Gain = atten. = 60 dB, Largeur: 1095 ns.  
 Oscilloscope : MULTI 2000  
 Type de cible : 2850  
 Distance de la cible : 19.2 mm  
 Elément : 32



Caractéristique du capteur acoustique linéaire de 32 transducteurs piézoélectriques chacun de la marque Imasonic.  
 Les capteurs piézoélectriques ont une fréquence de résonance de 500 kHz.



## **Annexe B**

# **Publications**

**B.1 Direct Modeling of the Mechanical Strain Influence on Coda Wave Interferometry, Journal of Geophysical Research : Solid Earth, 2018**



RESEARCH ARTICLE

10.1002/2017JB015162

Direct Modeling of the Mechanical Strain Influence on Coda Wave Interferometry

J. Azzola<sup>1</sup>, J. Schmittbuhl<sup>1</sup>, D. Zigone<sup>1</sup>, V. Magnenet<sup>2</sup>, and F. Masson<sup>1</sup>

<sup>1</sup>IPGS/EOST, Strasbourg University/CNRS, Strasbourg, France, <sup>2</sup>ICUBE, Strasbourg University/CNRS, Strasbourg, France

Key Points:

- A wave propagation code (SPECFEM2D) and a mechanical deformation code (Code\_Aster) are combined in a new modeling framework
- Elastic deformation induces time shifts in coda waveforms
- Strain measurements from coda wave interferometry are shown to be possible

Supporting Information:

- Supporting Information S1
- Figure S1
- Figure S2
- Figure S3

Correspondence to:

J. Azzola,  
jerome.azzola@unistra.fr

Citation:

Azzola, J., Schmittbuhl, J., Zigone, D., Magnenet, V., & Masson, F. (2018). Direct modeling of the mechanical strain influence on coda wave interferometry. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 123, 3160–3177. <https://doi.org/10.1002/2017JB015162>

Received 1 NOV 2017

Accepted 23 MAR 2018

Accepted article online 30 MAR 2018

Published online 25 APR 2018

©2018. The Authors.

This is an open access article under the terms of the Creative Commons Attribution-NonCommercial-NoDerivs License, which permits use and distribution in any medium, provided the original work is properly cited, the use is non-commercial and no modifications or adaptations are made.

**Abstract** Coda waves interferometry (CWI) aims at tracking small changes in solid materials like rocks where elastic waves are diffusing and so intensively sampling the medium, making the technique more sensitive than those relying on direct wave arrivals. Its application to ambient seismic noise correlation, referred to as ambient noise interferometry, has found a large range of applications over the past years like for reservoir monitoring or regional fault evolution. Physically, the changes in phases observed are typically interpreted as small variations of seismic velocities. However, this interpretation is questionable. The goal of the present work is to show from a direct numerical modeling that deformation signal also exists in CWI measurements which might provide new outcomes for the technique. For this purpose, we model seismic wave propagation within a diffusive medium using a spectral element approach (SPECFEM2D) during an elastic deformation of the medium. The mechanical behavior is obtained from a finite element approach (Code\_Aster) keeping the mesh grid of the sample constant during the whole procedure to limit numerical artifacts. CWI of the late wave arrivals in the synthetic seismograms is performed using both a stretching technique in the time domain and a frequency cross-correlation method. Both show that CWI is sensitive to the heterogeneity of the elastic deformation field in addition to the isotropic volumetric deformation and independently of nonlinear acoustoelastic effects. Implications for strain monitoring of reservoirs are discussed.

1. Introduction

In seismology, coda waves are associated to the late part of an earthquake seismogram. On the contrary, to direct seismic phases, coda waves result from multiple scattering produced by small-scale heterogeneities in the Earth's crust (Aki, 1969, 1980; Aki & Chouet, 1975) and therefore cannot be studied with classical ray theory. To overcome this limitation, several approaches such as radiative transfer theory (e.g., Margerin et al., 1999, 2016; Wu, 1985) along with mode equipartition (Weaver, 1982) have been used to characterize the diffusive properties of the coda. One of its main characteristic is the stabilization of energy ratios between S and P waves at large lapse time, which is commonly referred to as equipartition (e.g., Ryzhik et al., 1996; Weaver, 1982, 1990). This property comes directly from radiative transfer theory (Ryzhik et al., 1996; Weaver, 1990) and has also been demonstrated for coda waves both numerically (e.g., Margerin et al., 2000) and on real earthquakes data (e.g., Shapiro et al., 2000). The equipartition of coda waves and their overall diffusive nature (Hennino et al., 2001) makes them highly repeatable and very sensitive to weak changes of the medium (Snieder, 2006) since their paths extensively sample the material through multiple scattering. This sensitivity is the principle of coda wave interferometry (CWI), a technique that estimates slight traveltimes perturbations from a direct comparison of waveform changes in the coda before and after a perturbation.

The increasing use of CWI as a highly sensitive monitoring tool has followed the rapid development of Green's function reconstruction either from earthquake coda waves (Campillo & Paul, 2003) or from ambient seismic noise (Roux et al., 2005; Shapiro & Campillo, 2004). This later method, known as ambient noise interferometry, allows the reconstruction of virtual active sources at every passive station by cross-correlating continuous seismic noise records between every pair of stations (see Campillo & Roux, 2015, for a review). Such noise-based applications have recently revolutionized the use of seismic arrays to image the upper crustal structures of the earth (Boué et al., 2014; Lin et al., 2013; Moschetti et al., 2007; Shapiro et al., 2005; Zigone et al., 2015). Since this approach does not rely anymore on any kind of active or passive punctual sources (e.g., earthquakes and blasts), the resolution is entirely governed by the geometry and density of the network, and, since seismic noise is a continuous and pervasive wavefield, it can be applied everywhere and allow monitoring changes in the crust by comparing records at different times. Examples include the monitoring

of fault zones or mud landslides (Mainsant et al., 2012) and could help to forecast volcanic eruptions (Brenquier et al., 2008, 2011; Duputel et al., 2009) for which seismic velocity decreases are highlighted few weeks prior to eruptions. Recently, it has been shown to be relevant for imaging and monitoring the geothermal reservoir in the area of Rittershoffen (northeast of France) where a deep geothermal plant (2,500 m) is installed (Lehuteur et al., 2014). Seismic velocity changes (in case of reservoir applications or at a larger scale for crustal seismic velocity changes) can occur due to several factors such as water saturation related to rainfalls, air pressure, stress, or temperature changes (Lockner et al., 1977; Planès & Larose, 2013; Snieder, 2002).

However, it is generally challenging to interpret these temporal changes observed in records as disruptive events. Indeed, time shifts measured by CWI generally include all the physical sensitivities of diffuse wavefield, including reversible or irreversible phenomena such as wave velocities, anisotropy, temperature gradient, stress changes, or evolving scattering properties. Because of this broad sensitivity, the causal link that exists between time delays observed in the recorded seismograms and the physical processes at play in situ is complex. One faces the same difficulties in laboratory experiments, where multiple effects are generally difficult to distinguish (Snieder, 2006). Because of the complexity of studying the partitioning between the different competing physical processes responsible for time delay in CWI measurements, most seismic interferometry studies make the hypothesis that velocity changes dominate the signals (Yamamura et al., 2003). Such hypothesis is reasonable when considering small velocity and deformation changes with purely volumetric deformation. However, those conditions are not necessarily met in natural environments, which lets the question open on the relative contributions of deformation and velocity changes in CWI delay measurements.

The present work aims at a better understanding of the physical changes deduced from CWI with a focus on the strain influence on interferometry measurements. In order to test the partitioning between the different physical phenomena in question, we combine both elastic deformation and seismic wave propagation modeling, in which parameters and disruptive elements are easily managed. This numerical approach allows subsequently to test the effect of the material deformation independently of intrinsic wave velocity variations related to inelastic deformation (microcracks, plastic deformation, etc.).

The elastic deformation of an idealized diffusive sample is obtained from a finite element approach (*Code\_Aster*). We perform a direct numerical modeling of seismic wave propagation within the sample using a spectral element approach (SPECFEM2D) during its deformation. As an illustration, the modeled sample is chosen as an effective medium (70 cylindrical holes as scatters randomly distributed in a homogeneous elastic block) aiming to mechanically and acoustically reproduce a typical reservoir rock like the granite of the deep geothermal site of Soultz-sous-Forêts, France. The same grid mesh of the sample is conserved during the whole procedure to limit numerical artifacts in particular numerical diffusion.

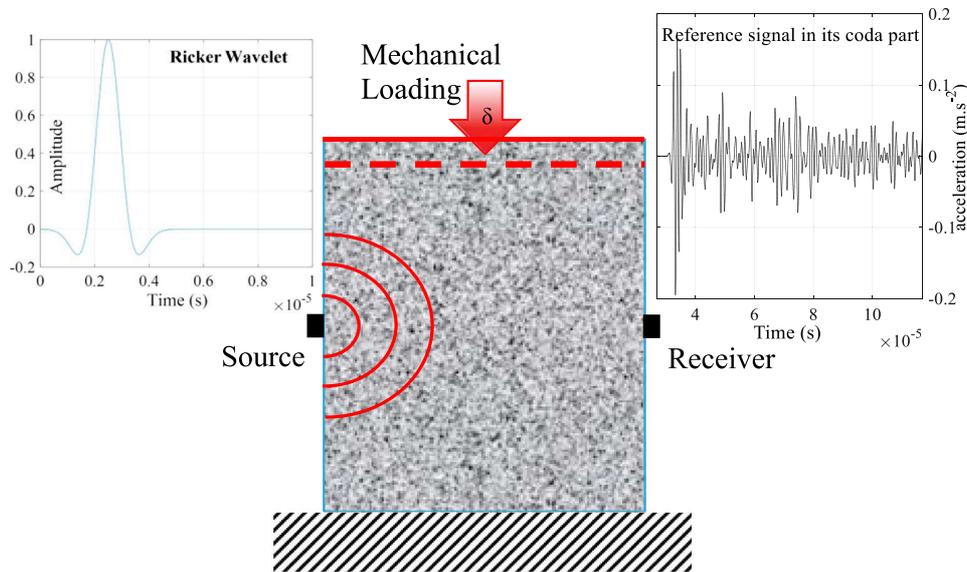
The manuscript is organized as follows: after an introduction, section 2 presents the developed method, the choice of the effective propagation medium, and the optimal distribution of scatters to simulate a granite sample prepared from a Soultz-sous-Forêts borehole core. Section 3 details the tests performed to check the mechanical and acoustic behavior of the medium. In section 4, we present the CWI technique and its application for strain assessment using two methods: a stretching technique in the time domain and a complementary time window cross-correlation method. Section 5 is devoted to the discussion of the results.

## 2. Materials and Methods

### 2.1. Numerical Scheme

Figure 1 shows a sketch of the numerical experiment. A mechanical loading  $\delta$  is applied to an effective medium that simulates a granite block, by imposing a rigid displacement of its upper face. At each step of the loading, an impulsive Ricker wavelet of central frequency  $f_0$  is sent through the medium from a seismic source set on the left side of the sample. The seismogram at the receiver on the opposite (right) face is then numerically computed as the acceleration of the particle motion. It includes the direct wave arrivals and the late coda wave arrivals.

The numerical scheme consists of three steps. At the initiation of the simulation, the block is discretized using a 2-D finite element mesh grid. It is then iteratively deformed using the finite element software *Code\_Aster* (open source *Code\_Aster*—general FEA software <http://www.code-aster.org>). More specifically, a rigid displacement  $\delta$  is imposed at the upper face of the plate and successively increased step by step. The calculation



**Figure 1.** Principle of the numerical experiment: We impose a mechanical loading  $\delta$  to a rock sample imposing a rigid step-by-step displacement of the upper face. During the loading, a Ricker wavelet (see left insert) is sent in the medium from the source and recorded at the opposite face by the receiver (see right insert).

results in a displacement field at the nodes of each finite element. The current mesh grid is then deformed accordingly and transferred to a second code, SPECSEM2D (a 2-D spectral element code; see Komatitsch & Vilotte, 1998), to simulate the wave propagation in the medium from the emitted source, taking advantage of the high degree of the trigonometric polynomial basis functions of the spectral element method. Importantly, the wave velocities in all elements are kept constant during all the steps. The mesh grid is the only parameter that evolves during the successive simulations. This numerical approach allows subsequently to test the effect of the elastic deformation independently of intrinsic wave velocity variations related to anelastic processes like damage development. It is in this case a real advantage with respect to laboratory experiments where both effects are generally very difficult to distinguish (Snieder, 2006). In the following, the reference seismogram refers to the one recorded when no displacement is imposed, and the perturbed seismogram refers to the one recorded after a given displacement  $\delta$ . Seismograms are compared sequentially using CWI in order to analyze changes induced by the deformation.

## 2.2. Sample Description

### 2.2.1. Effective Medium

Figure 1 explains our method for setting an effective medium to model wave diffusion in a granite sample. We recall that a granite rock is a plutonic rock typically composed of orthoclase feldspar, quartz, plagioclase feldspar, mica, and amphibole in which one can identify millimetric grains. We chose to sketch the complex mineral assembly of the granite that is responsible for wave diffusion, as a discrete set of scatters in a homogeneous elastic material. In our model, scatters consist of circular holes with a radius of 3 mm and behaving as inclusions of grains. The sample is of size 112 mm  $\times$  95 mm and includes 70 scatters randomly distributed in space. The objective is to obtain similar wave diffusion properties of our idealized sample compared to experimental samples. Details of the procedure for reproducing experimental properties are given in section 3.3.

### 2.2.2. Boundary Conditions

For the wave propagation (SPECSEM2D), the top, bottom, right, and left sides of the block are chosen as absorbent boundaries. The absorbent condition is a so-called Stacey boundary condition defined in Stacey (1988) such that the total energy of the system can be neglected once the first  $P$  and  $S$  wave are propagated in the medium (Komatitsch & Tromp, 2003). During the mechanical loading (*Code\_Aster*), a vertical displacement is imposed at the top of the sample, the bottom being fixed (no horizontal and vertical displacement). Left and right borders are under free boundary conditions; that is, normal stress is set to 0.

### 2.2.3. Mechanical Parameters

The elastic parameters of the bulk material are taken from triaxial tests conducted on nonaltered granite samples from the GPK-1 well at Soultz-sous-Forêts (Rummel, 1992). The chosen elastic parameters of the medium are respectively for the Young modulus:  $E = 54$  GPa and the Poisson ratio:  $\nu = 0.26$ . The density is chosen to be  $\rho = 2,570$  kg/m<sup>3</sup>. The elastic limit is set to  $R_e = 150$  MPa. The estimated  $P$  wave velocity is 5,070 m/s, and the estimated  $S$  wave velocity is 2,888 m/s. Holes in our model are assumed to be air filled with elastic parameters ( $E, \nu$ ) values  $10^9$  times lower than those used for the surrounding elastic medium, so that the holes are also elastically deformed during the loading.

### 2.2.4. Sample Meshing

The 2-D geometry of the mesh grid is generated using GMSH (<http://gmsh.info>) which is a GNU General Public License finite element mesh generator that can be used to generate 2-D quadrangle meshes processed both by SPECSEM2D and *Code\_Aster*. The 2-D mesh is obtained using a Delaunay algorithm and is optimized for four noded quadrangle elements. The optimization and recombination are performed using the default Blossom algorithm using a minimum cost perfect matching algorithm to generate fully quadrilateral meshes from triangulations (Remacle et al., 2012). The mesh grid considered in this study includes 235,611 elements of characteristic length  $l_c = 0.5$  mm. This parameter influences the refinement of the mesh grid and corresponds to the characteristic distance between two successive nodes. The validation of the mesh quality is described in the supporting information S1.

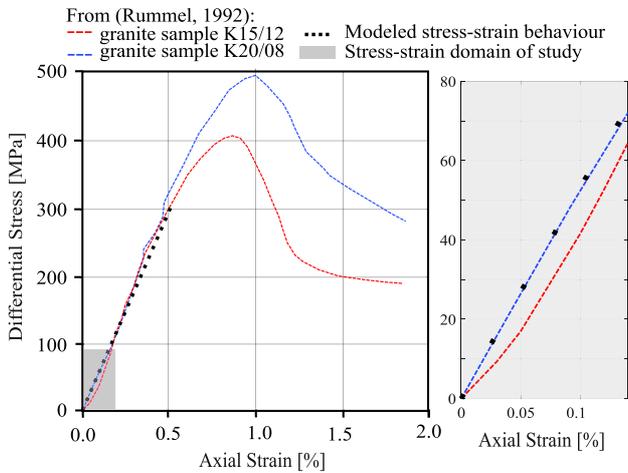
The quality of the coupling between the static mechanical deformation (*Code\_Aster*) and the dynamic wave propagation (SPECSEM2D) is conditioned by enabling the two codes to treat a common mesh grid at any step of the loading. In GMSH, the geometry of the effective medium is described using a boundary representation defining points, oriented lines, and surfaces. These basic geometric entities can be grouped. Their grouping defines "physical entities" which are specific units of the mesh featuring each material type. Here the circles defining the holes, filled with air, are grouped and define a first physical entity. The geometric entities limiting the surrounding, constituting granite, define a second physical entity. This enables to affect the physical properties specific to each material type to the elements of each physical entity in both SPECSEM2D and *Code\_Aster*. A high-quality coupling of these codes relies on the use of the same physical entities and the same meshes in both codes which needs a relevant mesh format conversion from SPECSEM2D (GMSH format) MSH format, Gmsh's native mesh file format to *Code\_Aster* ("Modélisation et Échanges de Données" (MED) format). The mechanical plane-strain simulation results in the calculation of the displacement field at each node of the elements. The displacement at each node of the mesh is done by arithmetic means of the displacement at nodes of the concurrent elements. This displacement field enables to deform the current mesh, including within holes, so that the continuity of the mesh is preserved. Displacement, stress, strain, and von Mises stress fields, calculated at the Gaussian points of each element, are used to monitor the deformation process.

### 2.3. Convergence Criterion

SPECSEM2D uses the Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) convergence condition for the resolution of the partial differential wave equations. This dimensionless number  $\nu$  is defined for an  $n$  dimension space as follows, with  $dt$  the temporal interval or sampling rate,  $V_{xi}$  the wave speed in direction  $x_i$ , and the dimensional interval  $\Delta x_i$ , which is the characteristic length of the spectral elements in a given direction:

$$\nu = dt \sum_{i=1}^n \frac{V_{xi}}{\Delta x_i} \quad (1)$$

According to De Basabe and Sen (2010), the upper boundaries  $\nu_{max}$  of the CFL stability domains are tabulated for elastic or acoustic wave-propagation simulations, as a function of the temporal scheme chosen, and the number of Gauss-Legendre-Lobatto (GLL) points. Slight excess of that stability factor with respect to this upper bound  $\nu_{max}$  lead to spurious oscillations in the simulated signals.  $\nu_{max}$  depends on the explicit conditionally stable time schemes proposed in SPECSEM2D. Here we used the Newmark time stepping scheme so that the threshold retained is  $\nu_{max} = 0.5$ . Using a time step of  $dt = 0.1 \cdot 10^{-9}$  s and 1,200,000 time steps leads to a maximum CFL stability condition of  $\nu = 0.06$ , which satisfies the requirements  $\nu < \nu_{max} = 0.5$ . In the present work SPECSEM2D is configured to run in parallel mode on 20 processors (1.2 GHz each). Due to time-stepping parameters chosen to satisfy the convergence criterion, each wave propagation step is an 8-hr simulation. For the same model, the simulation is 8 times faster using this configuration, compared to a sequential simulation.



**Figure 2.** Stress strain behavior of granite sample subjected to constant confining pressure 40 MPa as a function of progressive axial strain, from Rummel (1992). The stress strain behavior obtained experimentally for two granite samples is superimposed to the stress strain behavior obtained from numerical simulation under the same condition with our effective sample. The effective medium intends to mechanically reproduce the behavior of a granite sample from Soultz-sous-Forêts in the range of stresses considered in the experiments. The right insert shows a zoom in the zone of interest. The mechanical response of the effective sample represented in black dots depicts a perfectly elastic behavior with a Young modulus of 51 GPa which is close to the stress strain behavior obtained from the rock sample from Soultz-sous-Forêts. Mechanical response of the sample during the increasing imposed displacement. Stress is defined as the mean stress measured on the nodes of the upper loading line. Strain is calculated as the macroscopic uniaxial strain (relative variation of height). The dotted line is a perfectly elastic behavior with a Young modulus of 51 GPa smaller than the modulus of the rock matrix (54 GPa).

macroscopic strain  $e_{YY}$  ranges from 0 to  $1.4 \cdot 10^{-3}$  in our study. The positive component  $e_{XX}$  is estimated from the relative variation of width of the sample. According to this methodology, this component represents 38% in magnitude of the vertical component  $e_{YY}$ . To complement the deformation measurements, *Code\_Aster* also allows the measurements of the relative variation of density  $d\rho/\rho_0$  which is directly related to the volumetric deformation:  $e_{vol} = dVol/Vol = -d\rho/\rho_0$  while deforming the medium, which will be used later in section 5.

Figure 2 compares the stress-strain behavior of two distinctive granite samples from Soultz-sous-Forêts, subjected to a constant confining pressure 40 MPa, as a function of axial strain (Rummel, 1992), to the stress-strain behavior of the effective medium simulated with *Code\_Aster* under the same conditions (black dots). The right insert is a zoom in the stress-strain domain of the targeted stress-strain region of our study. It shows that stress evolves linearly with strain. An effective Young modulus of 51 GPa, smaller than the bulk modulus (54 GPa), is calculated from a linear regression of the computed data points presented in the figure (see Figure 2).

The two experimental curves illustrate the variability of the rock behavior. The clear superposition of our numerical results using the effective holed sample with the experimental behavior of the Soultz microfractured granite sample K20/08 fully supports the relevance of our numerical modeling in terms of mechanical behavior.

At the microscopic scale, that is, the scale of the elements, a Von Mises criterion is evaluated to check the relevance of a purely elastic modeling. Indeed, the Von Mises criterion is generally well suited to assess the elastic limit of the sample (Fanchon, 2001). The Von Mises equivalent stresses  $\sigma_{eq}$  are calculated at each quadrature point of each element and compared to the elasticity limit of the chosen material:  $R_e = 150$  MPa (Harvey et al., 2005).

*Code\_Aster* is also configured to calculate in parallel mode but on only four processors, using version 11.5.0, which is the current stable exploitation version. The CPU time of each job in *Code\_Aster* is short, around 80 to 100 s, compared to the duration of the wave propagation simulation in SPEC-FEM2D (around 8 hr).

### 3. Mechanical Behavior and Scattering Properties

#### 3.1. Macroscopic and Microscopic Mechanical Behavior

The mechanical behavior of the medium is characterized both at macroscopic and microscopic scales to ensure that the numerical simulation remains in the linear elastic domain. The macroscopic behavior is characterized by the stress-strain curve shown in Figure 2. At small imposed displacement the strain evolves linearly with stress which is the hallmark of linear elasticity. The slope provides an estimate of the apparent bulk modulus of the sample. Seven simulations were performed using *Code\_Aster* for displacements  $\delta$  in the range 0 to 150  $\mu\text{m}$ . At the scale of the elements, the nodal forces and the vertical stress are computed along the upper boundary. When considering these displacements  $\delta$ , the mean stress  $\sigma_{yy}$  ranges from 0 MPa to 70 MPa. The total force applied is computed as the sum of nodal forces calculated along the upper boundary. The stress at the macroscopic scale is then deduced from this measure of the total force. We assume that our sample is deformed under the small strain approximation. For a given displacement  $\delta$ , we compute the macroscopic volumetric strain  $e_{vol}$  as the sum of the macroscopic component  $e_{YY}$  of the strain tensor and of its macroscopic component  $e_{XX}$ . The negative (compression) component  $e_{YY}$  is calculated as the relative elongation of each parallelepipedal sample along the vertical axis. With the initial high of the sample, noted  $h_0$ ,  $e_{YY} = \delta/h_0$ . The macro-

$$\sigma_{eq} = \sqrt{\frac{3}{2} s_{ij} \cdot s_{ij}} \quad \text{with} \quad s_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{1}{3} Tr(\sigma) \delta_{ij} \quad (2)$$

The limit between the plastic and elastic domains is defined by  $\sigma_{eq} = R_e$  so that  $\sigma_{eq} < R_e$  corresponds to the elastic domain and  $\sigma_{eq} > R_e$  to the plastic domain. For all the simulations done, we checked that  $\max(\sigma_{eq}) < R_e$  over all the Gaussian points of the element grid, showing that the explored stress field is far from the elastic limit with no significant concentration of stresses around the holes.

### 3.2. Seismic Source and Receiver

As presented in Figure 1a, a single seismic source is located at the middle of the left border of the block. Since SPECSEM2D computes only 2-D (*SH* and *P-SV*) wave propagation, the *P-SV* waves travel in the (*X*, *Y*) plane defined by the block and the *SH* wave travel in the *Z* direction, perpendicular to the (*X*, *Y*) (see Figure 1). As the code uses a plane strain approximation, the *P-SV* source is a line source along the direction perpendicular to the left border of the plate. Here we propagate a *SH* wavefield through the medium in order to consider a single polarization. The source time function is defined as a Ricker function of dominant frequency  $f_0 = 400$  kHz, as shown in the left insert of Figure 1a.

In SPECSEM2D, receivers can be located at any nodes of the mesh grid. The particle motion at the receiver is recorded in three directions. We consider a single receiver facing the source and located at the middle of the block on the right boundary. This receiver can alternatively be shifted or duplicated to consider an *n*-receiver long line to monitor the spatial dependency along the boundary of the recorded seismogram. In order to assess the sensitivity of the measurement to the receiver position and to evaluate the spatial variability of the measurements, CWI calculations are performed using 32 receivers located along the sample boundary. In all treated cases, absolute locations of sources and receivers remain unchanged from the onset to the end of the deformation process.

### 3.3. Wave Diffusion and Mean Free Path

As previously mentioned in section 2.2, we introduced a set of holes in our effective medium to mimic the population of wave scatterers present in a natural granite rock. Our objective is to select a distribution of holes for the effective medium that best reproduces the scattering properties of a typical granite sample as the one presented in Figure 3. By varying the number, the size, and the locations of the holes, we are indeed able to control the scattering behavior of the effective medium. The coordinates of the holes are chosen randomly along the (*X*, *Y*) face of the block. To compare the scattering properties of the effective medium and the granite sample, we computed the mean free path of the medium (Olivier et al., 2015) which is defined as the mean distance between two diffusion events.

To assess the mean free path, we computed in the same manner as Wegler and Lühr (2001), the energy density  $W(r, t)$  using the seismograms obtained either experimentally from an acoustic propagation in the granite sample or numerically for different distributions of holes in our effective medium, according to equation (3).

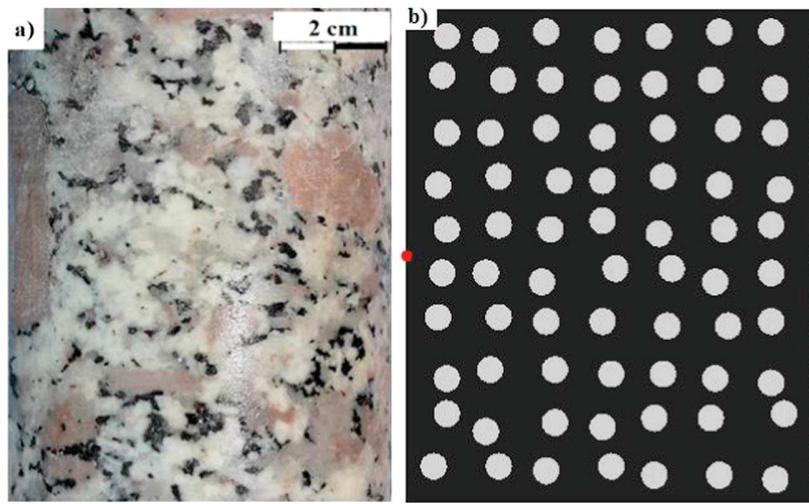
$$W(r, t) = \sum_{i=1}^3 (f_i^2 + H(f_i)2) \quad (3)$$

Here  $f_i$  (in  $m/s^2$ ), for *i* varying from 1 to 3, refers to the component of the acceleration and *H* the Hilbert transform. The observed energy density function  $W(r, t)$  in  $J/m^3$  is then compared to a wave diffusion model for body waves (i.e., the radiative transfer model), which allows to estimate the mean free path  $\ell$  by least squares fitting as proposed in Olivier et al. (2015). As shown in Nakamura (1977) and Dainty and Toksöz (1977, 1981), the diffusion model expresses the seismic energy of multiscattered body waves  $W(r, t)$  as a function of time and space as in equation (4).

$$W(r, t) = E_0 \left( \frac{4\pi v_s t}{3\eta_s} \right)^{-\frac{3}{2}} \cdot e^{(-\eta_i v_s t - \frac{3r^2 \eta_s}{4v_s t})} \quad (4)$$

where  $W(r, t)$  is the energy density,  $E_0$  the source energy,  $v_s$  the *S* wave velocity, *r* the distance to the source,  $\eta_i$  the intrinsic attenuation defined as the inverse of the intrinsic absorption characteristic length  $\ell_a$ , and  $\eta_s$  the scatter attenuation which is the inverse of the mean free path  $\ell$ .

By choosing an adequate reference in time  $t_1$  and distance  $r_1$  so that  $W_1(r_1, t_1) = 1 J/m^3$ , and by taking the natural logarithm of a referenced function  $U(t)$  defined below, equation (4) is linearized such that it relies



**Figure 3.** Modeling wave scattering in a granite sample. (a) Photograph of a granitic sample obtained from a core through the Soultz-sous-Forêts deep geothermal reservoir at a depth of 3,790 m. The granite is a plutonic rock composed mainly of orthoclase feldspar, quartz, plagioclase feldspar, mica, and amphibole in which one can identify large crystallographic grains. Grains act as numerous scatters when the wavelength is at the order of the mineral size. We model the population of scatters as a set of cylindric holes (3 mm) randomly distributed in the sample (112 mm × 95 mm) as shown in (b).

on three dimensionless coefficients  $a_1$ ,  $a_2$ , and  $a_3$  expressed with parameters of the model (Wegler & Lühr, 2001). The linearized version of the energy density function is then

$$\text{Log } U(t) = a_1 + a_2 t + \frac{a_3}{t} \quad (5)$$

$$\text{with } U(t) = \left( \frac{W(r, t)}{W_1} \right) \cdot \left( \frac{t}{t_1} \right)^{\frac{3}{2}}$$

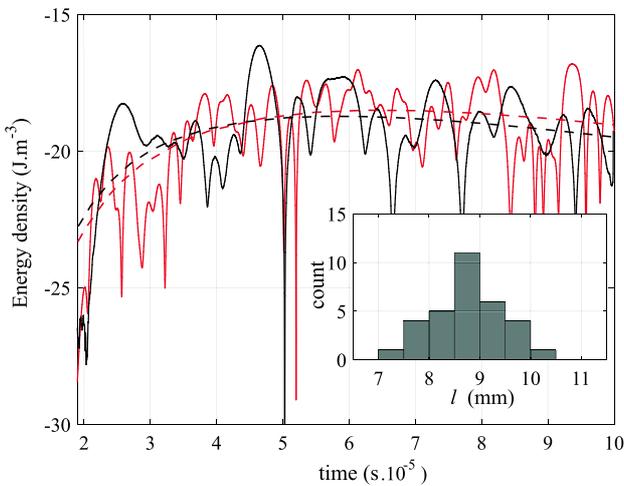
$$\text{and } a_1 = \log \left( \frac{E_0}{W_1} \right) \cdot \frac{4\pi V_s t_1^{-\frac{3}{2}}}{(3 \eta_s)}; a_2 = \eta_l V_s; a_3 = -\frac{3\eta_s r^2}{4V_s}$$

In particular,  $a_3$  is expressed as a function of the intrinsic attenuation which is defined as the inverse of the mean free path.

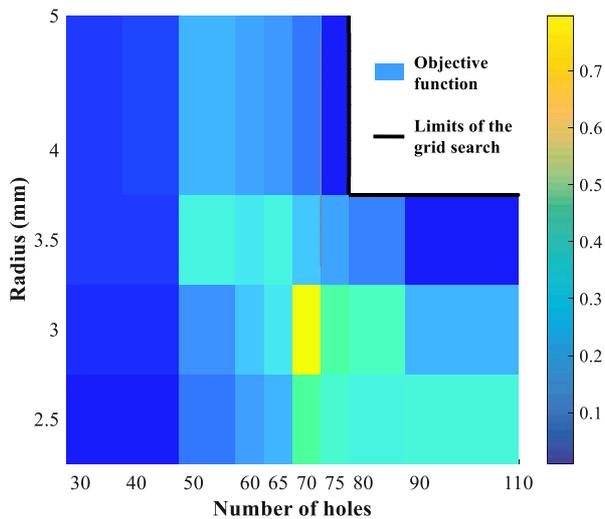
$$\ell = \eta_s^{-1} \quad (6)$$

The energy density functions  $W(r, t)$  computed from the seismograms using equation (3) are then linearized by multiplying them by the geometric factor  $t^{3/2}$  and by taking the natural logarithm of both sides, which reconstruct the left side of equation (5). Finally, a least squares fitting is applied using equation (5) to estimate the dimensionless coefficients  $a_1$ ,  $a_2$ , and  $a_3$ . The mean free path is inferred from the value of  $a_3$ , with  $V_s = 2,888$  m/s and  $r = 0.95$  mm, using equation (6). Figure 4 presents an example of this inversion procedure when considering an effective medium with 70 holes with 3 mm radius. The linearized energy density functions obtained for the effective medium and the granite sample are plotted together with the least squares regressions using equation (5).

The quality of the fit using equation (5) is a measure of the diffusion property of the wavefield propagation through the effective medium. To find the best parametrization of the implemented scatterers in the effective medium, we performed an inversion of the energy envelop measured from a real granite sample, using a grid search approach exploring multiple scatterer configurations defined by the number  $n$  of holes, their radii, and their locations. The modeled radiated energy for each configuration of scatterers and that obtained from the granite sample are compared as shown in Figure 4. The objective function used is the normalized mean square error or coefficient of multiple determination commonly named "r square" and noted  $r^2$  presented in equation (7).



**Figure 4.** We characterize the scattering in the effective medium and in the granite medium with a simple diffusing model by calculating the linearized energy density functions  $W(t)$  in both cases. The comparison shows the efficiency of the effective medium to describe the scattering happening in the granite sample. The least squares regression performed on the modeled function enables to check that the wave scattering properties are relevant by measuring the mean free path  $\ell$ . The insert shows a histogram of the mean free paths values  $\ell$  calculated at each of the 32 receptors equally distributed along the plate side.



**Figure 5.** Grid search performed for nonoverlapping holes with radius ranging from 2.5 to 5 mm, which could be realistic sizes of grain inclusions in a rock mass. Number  $n$  of holes varies from 25 to 110. The color bar represents the objective function obtained for the comparison of each pair of radiated energy function (i.e., modeled for an effective medium and obtained in the granite sample). The objective function is maximized when considering 70 holes with radius of 3 mm.

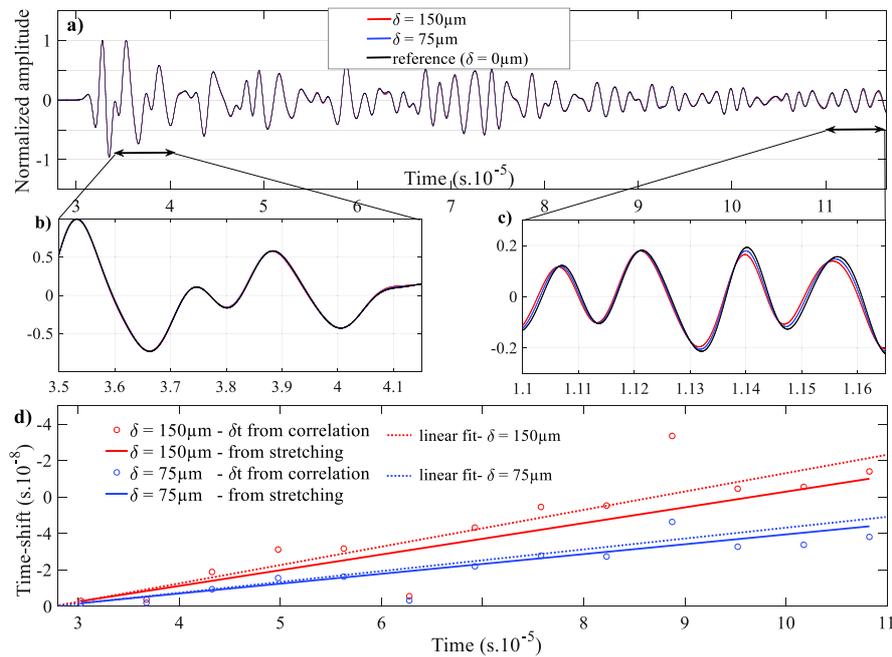
$$r^2 = 1 - \frac{\|x_{ref} - x\|_2}{\|x_{ref} - \bar{x}\|_2} \quad (7)$$

In this equation,  $x_{ref}$  is a reference vector,  $x$  the outcomes, and  $\|$  indicates the L2 norm of a vector and  $\bar{x}$  its mean.

The grid search is performed for holes with radius ranging from 2.5 to 5 mm, which could be realistic sizes of grains inclusions in a rock mass. The lower limit of the considered range is chosen such that it ensures a sufficient discretization of the holes, when considering the characteristic length of the spectral elements  $l_c$  used in the study. Their number  $n$  varies from 25 to 110. The results of the grid search are presented in Figure 5. For each configuration, it shows the value of the objective function using equation (7). When increasing the percentage of holed surface, the holes are necessarily brought closer. The grid search is subsequently bounded in order to consider nonoverlapping holes. The objective function is maximum when considering 70 holes with radius of 3 mm for which the energy density function is presented in Figure 4. The scattering behavior of this effective medium is shown to be comparable to the one obtained for the laboratory sample and, as a result, will be used following this work.

The application of CWI requires the development of the diffuse wavefield at the receivers. The estimation of the mean free path also enables to assess the development of a multiscattering regime for the configuration retained. Multiscattering appears when the wave front emitted from the source sees the heterogeneities several times before reaching the receiver. It typically happens when the wavelength  $\lambda$  is of same length or shorter than the heterogeneity size  $d$ . Here the wavelength  $\lambda = 5.8$  mm is estimated using the central frequency of the Ricker source and the  $S$  wave velocity. Strong scattering is assessed when the mean free path  $\ell$ , the size of the defects  $d$  (varying here from 5 to 10 mm), the size of sample  $D$  (here 95 mm), and the wavelength  $\lambda$  satisfy the inequality:  $\lambda \leq d \leq \ell < D$  (Planès & Larose, 2013). Here we neglect attenuation effects and we do not consider in the inequality the intrinsic absorption characteristic length  $\ell_a$ , which appears in the inequality proposed by Planès and Larose (2013). The mean free path inverted for the best effective medium (70 holes with 3 mm radius) is  $\ell = 8.8$  mm, which satisfies the inequality. In addition, the goodness of fit in the least squares regression, between the modeled energy density function and the one computed with the recorded seismograms, is of  $r^2 = 0.89$ , when compared to the one obtained for other configurations. Our choice of effective medium thus satisfy all required parameters to apply CWI: (1) it is good analogue to actual granite sample, (2) it allows the propagation of multiscattered waves, and (3) the energy density function obtained from the seismograms is well fitted using a linearized form of a diffusion model.

In order to assess the sensitivity of the measurement to the receiver position, the variability of the inverted mean free path  $\ell$  is evaluated when changing the receiver position along the sample boundary. We compared for the same distribution of scatters (i.e., holes), the inverted value of  $\ell$  using the same least squares fitting process when considering 32 distinctive receiver positions equally distributed along the opposite side to the source. The insert in Figure 4 shows the histogram of the mean free path value  $\ell$  calculated for each receiver position. The mean



**Figure 6.** Coda wave interferometry. (a) Comparison of three synthetic waveforms recorded respectively for an imposed displacement  $\delta = 0 \mu\text{m}$  (black),  $\delta = 75 \mu\text{m}$  (blue), and  $\delta = 150 \mu\text{m}$  (red); (b) zoom in a  $6.5 \mu\text{s}$  window of the waveform at the beginning of the coda where a negligible time shift is observed and (c) a zoom at the end of the waveform where the time shift is clearly sensitive to the imposed displacement. In Figure 6d, those time shifts within the coda are measured with either a time window correlation technique (circles) or a frequency stretching technique (solid line) when comparing waveforms at 75 and  $0 \mu\text{m}$  displacement (blue) and at 150 and  $0 \mu\text{m}$  displacement (red). The lines fitted on the time shifts measured by a time window correlation technique (circles) allows to measure a relative time shift  $\varepsilon = \delta t/t$ .

free path is 8.8 mm, and the standard deviation is 0.69 mm showing that the mean free path is weakly sensitive to the receiver position (8%).

#### 4. Coda Wave Interferometry

We showed in the previous section that the scattering occurring in our so-called “effective medium” reproduces the scattering properties of a typical granite sample. In addition, we verified that the propagation medium creates a diffuse wavefield for late parts of the coda, which allows the use of CWI. In the following, we present two CWI methods that are applied to a given receptor to measure the relative time shifts within the coda of the signals along with an estimation of the related uncertainties. Both methods are then used to study the variation of relative time differences in the coda with strain, highlighting the elastic effect of an imposed deformation.

##### 4.1. Two CWI Methods

We recall that the “reference” waveform is the one computed for a zero imposed displacement, and the “perturbed” waveform is calculated for a nonzero imposed displacement (Figure 6). For early times in the coda signal (Figure 6b), the reference and perturbed waveforms are similar because this part of the signal corresponds to weakly diffused phases that include few scattering events and accordingly correspond to quasi-direct wave path that have poorly sampled the medium. At later times, wave paths are longer owing to multiple scattering, which increases the sensitivity to the medium perturbations. This late part of the signal shows a clear time shift when increasing the imposed displacement, ranging typically from a few nanoseconds to a few tens of nanoseconds (Figure 6c).

We use two different methods to measure the observed time shifts along the coda by comparison of the reference and perturbed waveforms recorded at the receiver located at the middle of the right face of the plate (Figure 6d). First, we use a stretching approach of the whole signal (Sens-Schönfelder & Wegler, 2006). Second, we use a local method performed on consecutive fixed time windows based on cross-correlation of the signals to evaluate the time delays at different times  $t$  in the coda. The method

was introduced in Poupinet et al. (1984) and further developed in Snieder (2002). In both cases, one needs to take a special care on the frequency content of the compared signals.

For the stretching technique, Sens-Schönfelder and Wegler (2006) propose to estimate the relative time difference  $\varepsilon = \delta t/t$  in the late part of the signal as the factor by which the time axis of one of the traces must be stretched or compressed to obtain the best correlation with the other trace. In this technique, one defines a “stretched” version of the reference signal:  $S(t) = R((1 + \varepsilon)t)$ , given the coefficient of stretching  $\varepsilon$ . Several stretched waveforms calculated for different stretching coefficients are compared by cross correlation with the reference signal. The quality of the fit is quantified by the correlation coefficient, noted  $r^2$  and normalized so that the autocorrelation (i.e., the correlation of the signal with itself) leads to a coefficient equal to 1. This measures how successfully the stretched seismogram explains the variation of the reference seismogram. The stretching coefficient maximizing the correlation coefficient is retained. In our study, the maximal correlation coefficient  $r^2$  is systematically higher than 0.997, which indicates that the stretched seismogram explains more than 99.7% of the total variation in the reference one.

For the correlation method, two signals are compared using cross correlations of successive time windows defined along the coda. Considering two signals  $U_x$  and  $U_y$ , cross-correlation factors measure the similarity between  $U_x$  and shifted copies of  $U_y$ , as a function of the time shift. The cross-correlation function obtained is normalized so that the autocorrelation equals 1 when no shift is applied. The lag or time shift leading to maximize the cross-correlation factor is an estimate of the time shift between the two signals. The correlation  $R_{U_x U_y}$  factors without normalization, for lags  $m$  in  $[-N, N]$  with  $N$  the maximal lag, are given by

$$R_{U_x U_y}(m) = \begin{cases} \sum_{n=0}^{N-m-1} U_{x_{n+m}} U_{y_n}^*, & m > 0 \\ R_{U_y U_x}(-m), & m < 0 \end{cases}, \quad (8)$$

and the correlation function has elements  $c$  given by

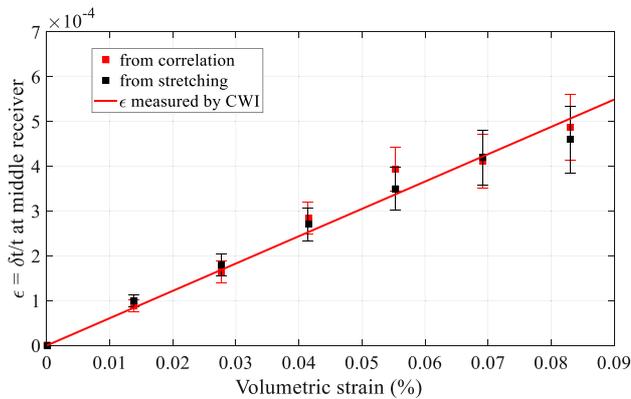
$$c(m) = R_{U_x U_y}(m - N), m = 1, 2, \dots, 2N - 1 \quad (9)$$

The reference ( $\delta = 0 \mu\text{m}$ ) and perturbed waveforms (given displacement  $\delta$ ) are compared using cross correlation in successive nonoverlapping windows defined after the first arrivals. In principle, a single lag measure  $\delta t_i$  at a time  $t_i$  is sufficient to estimate the relative time shift  $\delta t_i/t_i$  if  $\delta t/t$  is supposed to be constant. However, the error on the relative time shift estimation evolves with the square inverse of the number of time shift estimations and thus the number of successive windows (Clarke et al., 2011). To improve the estimation of the relative time shift  $\varepsilon = \delta t_i/t_i$ , we consider successive distinctive estimations of the time shift  $\delta t$ . Figure 6d shows with solid dots the absolute time shift  $\delta t_i$  measured for two different displacements ( $\delta = 75 \mu\text{m}$  and  $\delta = 150 \mu\text{m}$ ) with respect to the reference waveform at zero displacement ( $\delta = 0 \mu\text{m}$ ). The increase of the time shift along the coda is estimated by a linear regression which provides an average slope or an average relative time shift  $\langle \delta t_i/t_i \rangle$ . In order to improve the picking of the time delays, we used a two-step correlation strategy in which the reference signal  $f_1$  and perturbed signal  $f_2$  are first correlated to obtain a correlation function  $g_1$ .  $g_1$  is then correlated with the autocorrelation function  $g_2$  of the perturbed signal. This approach allows to use a priori estimates of the time shifts when correlating  $g_1$  and  $g_2$ . It also improves signal-to-noise ratios and add redundant information that increases the accuracy of the time shift measurements. More details and synthetic tests can be found in the supporting information.

Parameters of the windows used in the CWI method, such as the number of discretization points, its duration, and its frequency content, deeply affect the ability to assess the time shift measured in each window. Several tests—detailed as supporting information—show the problems that may emerge during the correlation process when considering insufficiently discretized windows to estimate time shifts. As explained in the supporting information, we choose to fix the length of the signals (120  $\mu\text{s}$ ) and the sampling rate ( $10^{-10}$ ) due to their influence on the computational time of our numerical simulations. The correlation method is applied on 6.5- $\mu\text{s}$ -long windows containing 65,000 points each and filtered in a high-frequency range [1,000, 1,100] kHz to improve the accuracy of the CWI method.

#### 4.2. CWI Accuracy

It is necessary to assess the accuracy of the time shift measured with the two CWI methods as well as their spatial variability in order to study statistically significant effects produced when varying parameters of the



**Figure 7.** Evolution of the relative time shift ( $\epsilon = \delta t/t$ ) measured from waveforms of deformed samples using either the stretching technique (black) or the time window correlation technique (red) as a function of the macroscopic volumetric strain, in percent ( $\epsilon_{vol} = \epsilon_{XX} + \epsilon_{YY}$ ). The relative time shifts are measured from signals acquired at the middle of the right border of the plate with one receiver. The bars account for the error on the measure of the relative time shift, estimated for each coda wave interferometry (CWI) method, according to section 4.2. For both CWI methods, we see a clear linear behavior (red line):  $\delta t/t = -0.69 \epsilon_{vol}$ .

simulation (see section 5). We focus first on the CWI method using cross correlation of windowed signals to estimate distinctive time shifts in the coda depth. The relative time shift is obtained from a linear regression on the time shifts. The error is evaluated as the uncertainty around the slope parameter. Let  $E$  be the random variable corresponding to the estimated slope value, and its observed value is  $\epsilon$ . Its variance is calculated as a function of the variance of the residuals  $s_r^2$  and the standard deviation of the  $n$  data points  $X$  as  $s_E^2 = s_r^2/(n \cdot \sigma_X^2)$ . The random variable  $T = (\epsilon - E)/s_E$  follows a Student law of order  $n - 2$ . As a result, it is possible to calculate a confidence interval for the slope,  $IC$ , such that  $IC = [a - t_1 - \alpha/2 \cdot s_{E1}, a + t_1 - \alpha/2 \cdot s_{E1}]$ . The standard deviation on the slope parameter (i.e., the relative time shift) is measured for each linear regression, at a given displacement  $\delta$ . It is typically  $0.4 \cdot 10^{-5}$ , and it increases with  $\delta$ . It represents 10% to 15% of the relative time shift measured, and it is represented by the error bars on the red squares in Figure 7. This is a measure of the sensitivity of this estimating method enabling to distinguish which parameter in the simulation has a statistically significant effect on the relative time shift measured.

For the stretching technique, the relative time shift is measured by comparison of a stretched perturbed signal with the reference signal. The method is applied on the whole coda length. In order to assess the error on the value of  $\epsilon$ , we build a population of relative time shifts by applying

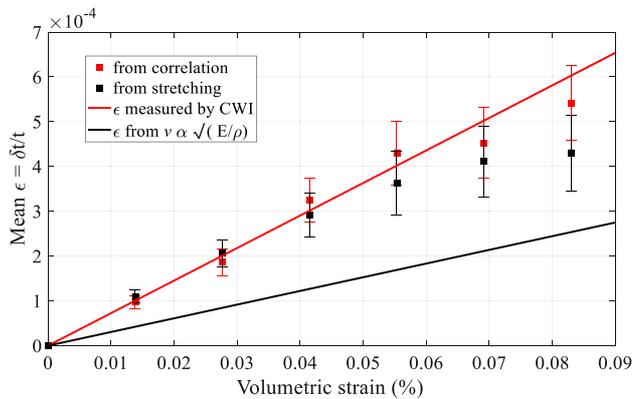
the method on pair of reference-perturbed signals whose length is reduced from their end, from their beginning, or from both ends. Application of stretching technique on these signals allows to create a Gaussian distribution whose standard deviation is then calculated. This result is obtained for the comparison of a reference and perturbed seismograms for every considered displacement  $\delta$ . The standard deviation on the relative time shift evolves in the same fashion as for the error on the correlation technique described in the previous paragraph. It is typically  $0.33 \cdot 10^{-5}$  for  $\delta = 75 \mu\text{m}$ , and the mean value for all the displacements is  $0.4 \cdot 10^{-5}$ . It also represents from 10% to 14% of the relative time shift  $\epsilon$  measured from this technique, and it is represented by the error bars on the black squares in Figure 7.

To complete the study of the error on the measurement of the relative time shift, we analyze the spatial variability of the measurements. CWI methods are applied on signals recorded on 32 distinctive receivers equally distributed along the plate border. The dispersion of the population of distinctive estimations varies with the displacement  $\delta$  imposed. The standard deviation, typically of  $0.5 \cdot 10^{-5}$ , increases with the displacement and represents from 14% to 16% of the relative time shift difference when  $\delta$  increases from 25 to 150  $\mu\text{m}$ . The spatial variability measured for each relative time shift estimation is represented with bars in Figure 8. The time shifts spatial variability within our effective medium is thus in the order of the uncertainties associated with a single deterministic path.

### 4.3. CWI and Mechanical Strain

We perform the CWI for successive displacement  $\delta$  to monitor how strain impacts the time shifts measured in a coda depth and the value of the relative time shift. Figure 6d shows the variation of time shifts estimated in successive window in a coda depth, for two loading conditions, that is,  $\delta = 75 \mu\text{m}$  and  $\delta = 150 \mu\text{m}$ . Time shifts are measured either with the time window correlation technique (circles) using 6.5  $\mu\text{s}$  long windows or using the stretching technique (solid line). While doubling the imposed displacement, the maximum time shift recorded in the coda nearly doubles (from  $-1.95 \cdot 10^{-8}$  to  $-3.87 \cdot 10^{-8}$  s). The slope of the linear regression and the estimation of the relative time shift  $\epsilon$  increases with displacement which is depicted in Figure 6d. This figure shows that  $\epsilon = -2.8 \cdot 10^{-4}$  for the correlation technique and  $\epsilon = -3.2 \cdot 10^{-4}$  for the stretching method, for  $\delta = 75 \mu\text{m}$ . When doubling the displacement (i.e., for  $\delta = 150 \mu\text{m}$ ),  $\epsilon = -4.3 \cdot 10^{-4}$  for the correlation technique and  $\epsilon = -5.3 \cdot 10^{-4}$  for the stretching method.

Figures 7 and 8 show precisely how the relative time shift, measured with both techniques, evolves as a function of the displacement and strain. In Figure 7, the relative time shifts are measured by applying the



**Figure 8.** Evolution of the relative time shift ( $\varepsilon = \delta t/t$ ) measured from waveforms of deformed samples using either the stretching technique (black) or the time window correlation technique (red) as a function of the macroscopic volumetric strain, in percent ( $e_{vol} = e_{XX} + e_{YY}$ ). The relative time shifts are obtained from a spatial homogenization by averaging the 32 distinctive  $\varepsilon$  measured from receivers located along the right plate border. The bars account for the standard deviation of the spatial variation on the measurements. For both coda wave interferometry (CWI) methods, we see a clear linear behavior (red line):  $\delta t/t = -0.71 e_{vol}$ . The relative wave speed variations expected due to the squirt law linking wave speed and density are plotted along in black to discuss the relative weight of each contribution in the observed delays.

CWI method on a single receiver located at the middle of the plate border. Figure 8 presents the mean relative time shifts obtained by averaging distinctive  $\varepsilon$  obtained with signals acquired by 32 receivers equally distributed along the right border of the plate. In each figure, the measurements are carried out for seven distinctive displacements ranging from 0 to 150  $\mu\text{m}$ . When measuring relative time shifts at the receiver (Figure 7) or when measurements results from a spatial average (Figure 8), the results of both CWI methods match, which shows the consistency of those techniques. With  $\Delta\varepsilon$  the difference between the values estimated with both methods, the mean difference for the calculated values of  $\varepsilon$  is  $\underline{\Delta\varepsilon} = 0.15 \cdot 10^{-4}$ , which is low compared to the magnitude of this relative time shift and to the error on the measurements, estimated in the previous paragraph. Note that the difference between the relative time shifts estimated from both methods increases with displacement, which could be explained by the increase with imposed displacement of the error estimated on  $\varepsilon$  for each method (see section 4.2).

The main result of Figures 7 and 8 is the linear evolution of the relative time shift with strain, which demonstrates that CWI is sensitive to mechanical strain. The linear regression performed with the data obtained from the middle receptor leads to the following relation:  $\delta t/t = -0.69 e_{vol}$  (Figure 7). The relative time shifts obtained from the spatial homogenization over the side boundary is also well fitted by a linear law:  $\delta t/t = -0.71 e_{vol}$  (Figure 8). Both linear behaviors show that the amplitude

of the relative time shift is a proxy of the macroscopic strain. Note that the wave speed is a fixed parameter in our simulations while the displacement  $\delta$ , the strain  $\varepsilon$ , and the stress state vary. Our study highlights that the time shifts measured in the coda carry a real deformation signal. Meanwhile, a volumetric change of the medium during the compression will result in an increase in density and subsequently in a velocity change. Inclusion of relative time shifts expected from the squirt law linking wave speed  $v$  and density  $\rho$  (black line in Figure 8) allows us to discuss the influence of the medium density changes on the CWI measurements later, in section 5.2.

## 5. Discussion

To ensure that the observed evolution of the coda of the seismograms during mechanical loading carries a deformation signal, several tests need to be performed to check that the CWI assessments (relative time shift measurements) are not actually influenced by the simulation parameters such as the source characteristics, the sampling rate, or related numerical biases.

### 5.1. Influence of Source Parameters and Time Resolution

We first tested if the relative time shift estimated from CWI methods could depend on the central frequency of the source. For this, we compare the relative time shifts measured for two different values of the source central frequency  $f_0 = 400$  kHz and  $f_0 = 100$  kHz. The relative time shift is measured in these two cases for distinctive displacements  $\delta$  varying from 0 to 150  $\mu\text{m}$ . Because the cross-correlation method is sensible to the frequency content of the signals compared, we look in each case for a similar number of wavelengths in each window. As a consequence, the windowed-signals are filtered in the range [250 kHz; 350 kHz] when considering the 100 kHz central frequency source and in the range [1,000 kHz; 1,100 kHz] when considering  $f_0 = 400$  kHz. The average relative time shifts measured with both methods for a 75  $\mu\text{m}$  displacement are  $\varepsilon(f_0 = 400 \text{ kHz}, \delta = 75 \mu\text{m}) = -3.1 \cdot 10^{-4}$  and  $\varepsilon(f_0 = 100 \text{ kHz}, \delta = 75 \mu\text{m}) = -2.8 \cdot 10^{-4}$ . The difference  $\Delta\varepsilon_{f_0}(\delta = 75 \mu\text{m}) = \varepsilon(f_0 = 400 \text{ kHz}, \delta = 75 \mu\text{m}) - \varepsilon(f_0 = 100 \text{ kHz}, \delta = 75 \mu\text{m}) = 0.3 \cdot 10^{-4}$  is of more than 1 order of difference compared to the mean relative time shift obtained from  $\varepsilon(f_0 = 400 \text{ kHz}, \delta = 75 \mu\text{m})$  and  $\varepsilon(f_0 = 100 \text{ kHz}, \delta = 75 \mu\text{m})$ . Such a result is obtained for each displacement  $\delta$  in [0, 25, 50, 75, 100, 125, 150]  $\mu\text{m}$  and

$$\sum_{\delta} \left\| \frac{2 \cdot \Delta \varepsilon_{f_0}(\delta)}{\varepsilon(f_0 = 400 \text{ kHz}, \delta) + \varepsilon(f_0 = 100 \text{ kHz}, \delta)} \right\| \approx 0.07$$

Moreover, the difference is of the same magnitude as the error on the measurements previously estimated. When compared to the uncertainty on the estimation evaluated for both CWI methods in section 4.2, or to the spatial variability on the measurement, we conclude that this change in the source parameters has a statically insignificant effect on the measurements.

We also checked the influence of a change in the sampling rate. The error on the time shift  $e_{\delta t}$  estimated in each successive window evolves with the square inverse of the number of discretizing points considered in each window (Clarke et al., 2011; Weaver et al., 2011). The decrease of the sampling rate, with a fixed length of signal, increases the error on the time shift because it diminishes the number of discretizing points in a window. The relative time shift is estimated in the same way as for the analysis of the source influence, with two sampling rates: the current sampling rate ( $dt = 0.1$  ns) and a lower sampling rate ( $dt = 0.8$  ns). The mean relative time shifts measured for a  $75 \mu\text{m}$  from correlation technique and stretching method, for the high sampling rate, is  $\varepsilon(dt = 0.1 \text{ ns}) = -3.1 \cdot 10^{-4}$ . It is  $\varepsilon(dt = 0.8 \text{ ns}) = -3.0 \cdot 10^{-4}$  when a coarser sampling rate is used. The difference in the measured value obtained by changing this source parameter is also insignificant compared to the dispersion due to the spatial localization of the receiver or compared to the error on the estimation method. As for the central frequency, we compare the differences between the measured relative time shifts, at two different sampling rates, to their mean value, for every considered displacement:

$$\sum_{\delta} \left\| \frac{2 \cdot \Delta \varepsilon_{dt}(\delta)}{\varepsilon(dt = 0.1 \text{ ns}, \delta) + \varepsilon(dt = 0.8 \text{ ns}, \delta)} \right\| \approx 0.01$$

This source parameter has an insignificant influence on the measures. It shows that even if the error on the estimation of the time shifts is higher, the estimate from linear regression of  $\varepsilon = \delta t/t$  still remains consistent. As a result, the relative time shifts measured from CWI are not influenced by a change of the source parameters or of the model. They carry a real deformation signal.

## 5.2. Physical Interpretations of CWI Time Shifts

Time delays in seismograms are induced by changes of physical properties such as wave velocities, anisotropy, temperature gradient, stresses changes, or evolving scattering properties (Stehly et al., 2007). However, the causal link between observed time delays in seismograms and physical processes at play in situ is often complex and not unique involving generally ad hoc multiscale integration because of the numerous Earth structure heterogeneities. Time shifts measured by CWI follow the same difficulties. They encompass all the physical sensitivities of diffuse wavefield including reversible or irreversible phenomena. Typically, their interpretation is carried out in the frame of a given model, but the uniqueness of the model is rarely demonstrated. To illustrate this difficulty, this section intends to discuss the interpretation of the relative time shifts measured in our study in a sort of blind test of two classical models: the first one is the most used and interprets time delays as the results of irreversible wave velocity variations typically related to damage development in the sample (e.g., microcracks); the second model is more specific to reversible time delays and relies on acoustoelastic effects responsible for seismic velocity changes due to reversible stress perturbations because of nonlinear rheology (Aoki, 2015).

The first framework is the interpretation of CWI measurements as small variations of seismic velocities owing to several factors such as water saturation related to rainfalls, air pressure, stress or temperature changes, and microcrack developments (Lockner et al., 1977; Planès & Larose, 2013; Snieder, 2002). This classical approach follows the work of Snieder et al. (2002) which is often introduced when using coda waves to monitor weak changes in solids. Given a wave diffusion record which is conceptualized as the superposition of wave packets arriving with random time and amplitudes, time delays are supposed to be induced by a global velocity change  $\delta v/v$ . This model is built on several assumptions. The relative velocity change is assumed to be homogeneous in the medium. The amplitude of the wave packets is constant such that the positions of the source and scatterers are unchanged. As a consequence, the effects of deformation on the wave diffusion are neglected, and relative time shift  $\delta t/t$  is proportional to the relative velocity change  $\delta v/v$ :  $\varepsilon = \delta t/t = -\delta v/v$  (Planès & Larose, 2013). Indeed, deformation effects are generally considered as a few orders of magnitude lower than the velocity effect that are typically related to damage development in the sample (e.g.,

microcracks). As an illustration, Yamamura et al. (2003) shows a 3 orders of magnitude difference between strain and relative time changes  $\delta t/t$ , which is of the order of  $10^{-3}$ . Yamamura's work is built on the analysis of a 1-year compressional wave velocity and attenuation data set, acquired continuously across 12 m in a vault at the coast of Miura Bay, Japan (Yamamura et al., 2003).

By applying such a formalism to our numerical results, the relative time shifts measured in our study would be the result of pure velocity changes. The maximum relative time shift  $\varepsilon$  measured when applying a displacement  $\delta = 150 \mu\text{m}$  ( $v_s = 2,888 \text{ m/s}$ ) would result in a relative velocity change of  $\delta v/v = 4.7 \cdot 10^{-4}$  and an amplitude of the velocity variation of about  $\delta v = 1 \text{ m/s}$ . It is of interest to note that this value is in the order of magnitude of velocity changes classically found in various tectonic environments (Brenquier et al., 2008) or experimental results (Planès & Larose, 2013). Clearly, this model is not appropriated for our study since wave velocities are kept constant all along our simulations and reversible time shifts are observed.

Moreover, relative time shifts are shown to be directly related to the linear elastic deformation of the sample which proves that the amplitude of the relative time shift is a proxy of the macroscopic strain, as presented in section 4.3 (see Figures 7 and 8). A theoretical model based on the elastic coupling between scatterers has still to be developed to justify this interpretation.

We assume here the wave speed to be constant, while the volumetric change of the medium during the compression will result in an increase in density and subsequently in a velocity change. Actually, it is necessary to take into account the influence of the medium density changes on the CWI measurements. With a bulk modulus  $E$  and a constant  $K$  proportional to Poisson's ratio, elastic wave velocities  $v$  and density  $\rho$  are related according to the following relation:

$$v = K \cdot \sqrt{E/\rho} \quad (10)$$

Differentiating equation (10) leads to  $\delta v/v_0 = 1/2 \cdot \delta \rho/\rho_0 + 1/2 \cdot \delta E/E$ . Assuming a constant bulk modulus and a constant mass and introducing the volume of the sample  $Vol$ , one obtains  $\delta v/v_0 = 1/2 \cdot \delta Vol/Vol_0$ . Finally, if we assume a little deformation of the sample, such that the relative variation of volume equals the volumetric strain  $e_{vol}$ , we finally get the relation (11):

$$\delta t/t = 1/2 \cdot e_{vol} \quad (11)$$

This is the so-called time dilation/contraction model. In order to discuss the influence of the medium density changes on our CWI measurements, Figure 8 includes the linear trend of equation (11) derived above. We see from Figure 8 that our numerical results fitted by the red line with a slope of 0.7 are not consistent with the time contraction/dilatation model (black line) for which the slope is 0.5. It shows that relative traveltimes shifts induced by density effects explain only about half the CWI signal measured in our simulation but not all of it. To explain this discrepancy, we suggest that two important effects are neglected in the time contraction/dilatation model: first, the spatial heterogeneity of the strain tensor in particular around the scatterers, and second, deformation is not purely volumetric during our uniaxial compression.

Another formalism to interpret changes of seismic velocities induced by stress perturbations is acoustoelasticity. In this framework where nonlinear elastic laws are considered, motion equations predict that wave velocities and strain—or stress—depend on one another. This coupling is invoked to explain the effect of static stress on the propagation velocities. For example, Aoki (2015) suggests that the temporal changes of physical properties can result from variability of third-order elastic moduli that arise during stress-induced deformation of the medium. Indeed, if one considers a nonlinear elastic material, the velocity of longitudinal and transversal waves,  $v_p$  and  $v_s$ , will deviate from their initial values according to the theory of acoustoelasticity involving second- and third-order elasticity constants (Hughes & Kelly, 1953; Sneddon & Murnaghan, 1954). In the particular case of a medium submitted to a uniaxial normal stress  $\sigma_{yy}$ , and in the range of the stress changes considered in our approach, one can simplify the acoustoelastic equations so that these equations follow a linear relationship between the relative time shifts and the applied uniaxial stress (Shokouhi et al., 2012). In this particular framework, reversible time shifts are due to reversible strain changes and the measured relative time shift  $\varepsilon$  is shown to be proportional to the strain. Noticeably, this linear relation between time shift and strain is similar to our observations even if this relation in our simulation is not produced by an acoustoelastic effect given that this specific rheology is not included in our simulation. Indeed, elastic parameters of our model are invariant with stress or strain.

### 5.3. Implications for Ambient Seismic Noise Monitoring

Interferometry techniques have found a large range of applications over the past years. When applied to coda waves reconstructed with ambient seismic noise, this technique has found a significant application for monitoring structures at various scales. Examples include monitoring of volcanoes, mud landslides (Brenquier et al., 2008, 2011; Duputel et al., 2009; Mainsant et al., 2012), and also a geothermal reservoir in the area of Rittershoffen (northeast of France) where a deep geothermal plant (2,500 m) is installed (Lehuteur et al., 2014, 2017). As discussed above, the physical causes at the origin of the relative time shifts are multiple and complex and require different models to interpret the CWI measurements. The specificity of our study is the constant wave velocity and the interpretation of the relative time shifts as a deformation signal. The identification of a deformation signal in the CWI measurements provides new outcomes for the use of this interferometry technique in monitoring stress changes. The measured relative time shifts of magnitude close to the strain could be interpreted in the field by slight changes in the stress state in a reservoir rock mass. Such enhanced interferometry technique could interestingly be applied to seismic activity monitoring or to track the propagation of a hydraulic fracture. It could detect stress changes linked to a reservoir stimulation as a fracture advance through a formation. The high resolution and strong sensitivity of CWI could thus lead to a highly sensitive monitoring technique enabling to control the changes occurring in the stress state of the surrounding medium at depths.

However, even if the identification of a deformation signal in the CWI signal represents an interesting step for the application of those techniques to monitor structures, several questions related to the interpretation of the measurements remain open. The discrimination between the different origins—changes of properties, such as velocity, attenuation, anisotropy, and scattering properties—of the delays measured with CWI type of signals is challenging. The deformation signal is in fact coupled with and associated to wave speed variations or amplitude variations (Obermann et al., 2013, 2014).

Such complex interaction between several physical quantities is illustrated in our simulations with the presence of small decorrelation and amplitude variations in the coda of the signals (see Figure 6c). In our case, the difference in the shape of the seismograms is slight, which is shown by the good correlation coefficient resulting from the stretching technique (see section 4.1). Both theoretical and experimental results have shown that amplitude variations or decorrelation measurements in the coda are related to changes in the diffusion properties of the medium and thus to structural changes in the medium (e.g., Larose et al., 2010; Michaels & Michaels, 2005; Rossetto et al., 2011). They thus differ from time shift presented here and also measured on the coda of signals. A more complete exploration of this decorrelation signal and the related role of the position of the scatterers through the simulation will be the focus of a later work.

Finally, the numerical approach presented in this work, which combines both elastic deformation and seismic wave propagation modeling, also opens new perspectives for direct comparisons of CWI measurements obtained in simulated cases with those computed for real laboratory experiments. Such comparisons could help to distinguish the different physical origin of the measured time shifts in various experimental configurations. Several studies are currently underway with an analogue experiment designed to measure the relative time shift in the same manner as in the numerical work presented in this study, following the setup displayed in Figure 1. The use of an experimental approach together with our numerical study would provide new outcomes to properly assess the relative contributions of deformation and velocity changes in CWI measurements.

## 6. Conclusion

CWI is a technique that estimates slight traveltime perturbations from a comparison of the coda waves before and after a perturbation. In particular, its application to seismic noise has been shown to be a useful technique over the last decade to monitor structures such as volcanoes, fault zones, or a geothermal reservoir in the area of Rittershoffen (northeast of France) where a deep geothermal plant (2,500 m) is installed (Lehuteur et al., 2014). Even if the seismic velocity changes appearing in the acquired signals are known to be a result of the change of several factors such as water saturation related to rainfalls, air pressure, and stress or temperature changes, it is generally challenging to interpret these temporal changes observed in records as disruptive events. Our work shows from a direct numerical modeling that deformation signal exists in CWI measurements.

This direct numerical modeling is obtained by combining a seismic wave propagation, modeled within a diffusive medium using a spectral element approach (SPECFEM2D), during an elastic deformation of the medium obtained from a finite element approach (*Code\_Aster*). As an illustration, the effective propagation medium is a  $112 \times 95$  mm plate simulating a granite sample in which 70 holes with radius of 3 mm randomly distributed in the homogeneous elastic block behave as scatterers. This distribution of scatterers intends to simulate the behavior of a granite block with its inclusions of grains, typically encountered in the deep geothermal site of Soultz-sous-Forêts, France. The choice of the scatterer distribution is not trivial. We provide evidences showing that the linear elastic behavior of the propagation medium and the acoustic behavior of the medium satisfy the requirements for CWI to be applied. The mean free path inverted by comparison of the energy density function with a simple multiple diffusion model by least squares fitting ( $\ell = 8.8$  mm) satisfies the criterion necessary for strong scattering, and the computed function fits well the diffusion model. The wavefield propagated is sufficiently diffracted to show the appearance of time shifts in its late part between signals acquired for.

Time shifts in the coda depth of the signals are then quantified using two CWI methods: the results of the stretching technique computed on the whole signal are consistent with the results of a windowed cross correlation. The relative time shift measured along the coda signal shows to vary with the displacement imposed in a linear fashion. The increase of the relative time shift with strain shows that elastic deformation is fully correlated to time shifts. The use of two distinctive estimation methods which overlap show the consistency of the calculation of the time shifts. The parametrization of the cross-correlation method is tackled to increase its accuracy, and the spatial dispersion of the measurement is estimated along the right face of the plate to discuss the sensibility of the relative time shift. It is thus possible to discuss the independence of the estimation toward different parameters of the simulation by showing the statistical insignificance of the effects on the relative time shifts due to a variation of the source central frequency or of the sampling rate, for example. Our tests show that the time shifts measured in the seismograms carry a real deformation signal and are not numerical artifacts. A careful comparison with the contraction/dilatation model which takes into account the velocity variation produced by the increase of density during the compression revealed that this model explains only half of the measured relative traveltime shifts. To explain this discrepancy, we suggest that CWI is sensitive to the heterogeneity of the elastic deformation field in addition to the isotropic volumetric deformation and independently of nonlinear acoustoelastic effects. The reproducibility of the measurements also shows that this nondestructive monitoring method could be interestingly applied in the field, given that there is a CWI signal without damage. We introduced CWI, and in particular ambient noise interferometry, as a highly sensitive monitoring technique needing only few requirements but suffering from problems with the interpretation of measured signals. Our results might provide new outcomes for their interpretation and for the application of the technique.

#### Acknowledgments

This work has been published under the framework of the LABEX ANR-11-LABX-0050-G-EAU- THERMIE-PROFONDE and benefits from a funding from the state managed by the French National Research Agency (ANR) as part of the "Investments for the Future" program. It has also been funded by the EU project EU H2020 research and innovation program (grant agreement 691728 - DESTRESS). The authors would like to thank Olivier Lengline for his fruitful discussions, as well as Alain Steyer for technical support at the laboratory. We also thank Florent Brenguier, an anonymous referee, and Editor Andre Revil for constructive comments. For the use of SPECFEM2D, a free software downloadable at <https://github.com/geodynamics/specfem2d.git>, we thank the Computational Infrastructure for Geodynamics (<http://geodynamics.org>) which is funded by the National Science Foundation under awards EAR-0949446 and EAR-1550901. For the use of *Code\_Aster*, which is also a free software downloadable at <https://www.code-aster.org/V2/spip.php?rubrique7>, we thank Electricité de France (EDF). Data displayed or used to generate figures and plots are accessible at <http://dx.doi.org/10.25577/2018-AZZOLA-JGR>.

#### References

- Aki, K. (1969). Analysis of the seismic coda of local earthquakes as scattered waves. *Journal of Geophysical Research*, 74(2), 615–631. <https://doi.org/10.1029/JB074i002p00615>
- Aki, K. (1980). Attenuation of shear-waves in the lithosphere for frequencies from 0.05 to 25 Hz. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 21(1), 50–60. [https://doi.org/10.1016/0031-9201\(80\)90019-9](https://doi.org/10.1016/0031-9201(80)90019-9)
- Aki, K., & Chouet, B. (1975). Origin of coda waves: Source, attenuation, and scattering effects. *Journal of Geophysical Research*, 80(23), 3322–3342. <https://doi.org/10.1029/JB080i023p03322>
- Aoki, Y. (2015). Monitoring temporal changes of seismic properties. *Frontiers in Earth Science*, 3, 42. <https://doi.org/10.3389/feart.2015.00042>
- Boué, P., Roux, P., Campillo, M., & Briand, X. (2014). Phase velocity tomography of surface waves using ambient noise cross correlation and array processing. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 119, 519–529. <https://doi.org/10.1002/2013JB010446>
- Brenguier, F., Clarke, D., Aoki, Y., Shapiro, N. M., Campillo, M., & Ferrazzini, V. (2011). Monitoring volcanoes using seismic noise correlations. *Comptes Rendus Geoscience*, 343(8–9), 633–638. <https://doi.org/10.1016/j.crte.2010.12.010>
- Brenguier, F., Shapiro, N. M., Campillo, M., Ferrazzini, V., Duputel, Z., Coutant, O., & Nercressian, A. (2008). Toward forecasting volcanic eruptions using seismic noise. *Nature Geoscience*, 1(2), 126–130. <https://doi.org/10.1038/ngeo104>
- Campillo, M., & Paul, A. (2003). Long-range correlations in the diffuse seismic coda. *Science*, 299(5606), 547–549. <https://doi.org/10.1126/science.1078551>
- Campillo, M., & Roux, P. (2015). Crust and lithospheric structure—Seismic imaging and monitoring with ambient noise correlations. In G. Schubert (Ed.), *Treatise on geophysics* (2nd ed., pp. 391–417). Oxford: Elsevier. <https://doi.org/10.1016/B978-0-444-53802-4.00024-5>
- Clarke, D., Zaccarelli, L., Shapiro, N. M., & Brenguier, F. (2011). Assessment of resolution and accuracy of the moving window cross spectral technique for monitoring crustal temporal variations using ambient seismic noise: MWCS: Assessment of resolution and accuracy. *Geophysical Journal International*, 186(2), 867–882. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2011.05074.x>
- Dainty, A. M., & Toksöz, M. N. (1977). Elastic wave propagation in a highly scattering medium—A diffusion approach. *Journal of Geophysics*, 43, 375–388.

- Dainty, A. M., & Toksöz, M. N. (1981). Seismic codas on the Earth and the Moon: A comparison. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 26(4), 250–260. [https://doi.org/10.1016/0031-9201\(81\)90029-7](https://doi.org/10.1016/0031-9201(81)90029-7)
- De Basabe, J. D., & Sen, M. K. (2010). Stability of the high-order finite elements for acoustic or elastic wave propagation with high-order time stepping. *Geophysical Journal International*, 181(1), 577–590. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2010.04536.x>
- Duputel, Z., Ferrazzini, V., Brenguier, F., Shapiro, N., Campillo, M., & 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. <https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2008.11.024>
- Fanchon, J. L. (2001). Guide de mécanique, Nathan.
- Harvey, P. K., Brewer, T. S., Pezard, P. A., & Petrov, V. A. (2005). *Petrophysical Properties of Crystalline Rocks*. Geological Society, London, Special Publications, 240.
- Hennino, R., Trégourès, N., Shapiro, N. M., Margerin, L., Campillo, M., van Tiggelen, B. A., & Weaver, R. L. (2001). Observation of equipartition of seismic waves. *Physical Review Letters*, 86(15), 3447–3450. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.3447>
- Hughes, D. S., & Kelly, J. L. (1953). Second-order elastic deformation of solids. *Physics Review*, 92(5), 1145–1149. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.92.1145>
- Komatitsch, D., & Tromp, J. (2003). A perfectly matched layer absorbing boundary condition for the second-order seismic wave equation. *Geophysical Journal International*, 154(1), 146–153. <https://doi.org/10.1046/j.1365-246X.2003.01950.x>
- Komatitsch, D., & Vilotte, J.-P. (1998). The spectral element method: An efficient tool to simulate the seismic response of 2D and 3D geological structures. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 88, 368–392.
- Larose, E., Planès, T., Rossetto, V., & Margerin, L. (2010). Locating a small change in a multiple scattering environment. *Applied Physics Letters*, 96(20), 204101. <https://doi.org/10.1063/1.3431269>
- Lehuteur, M., Vergne, J., Maggi, A., & Schmittbuhl, J. (2017). Ambient noise tomography with non-uniform noise sources and low aperture networks: Case study of deep geothermal reservoirs in northern Alsace, France. *Geophysical Journal International*, 208(1), 193–210. <https://doi.org/10.1093/gji/ggw373>
- Lehuteur, M., Vergne, J., Schmittbuhl, J., & Maggi, A. (2014). Investigating a deep geothermal reservoir using ambient noise correlation, in: EGU General Assembly Conference Abstracts. (pp. 13,798).
- Lin, F.-C., Li, D., Clayton, R. W., & Hollis, D. (2013). High-resolution 3D shallow crustal structure in Long Beach, California: Application of ambient noise tomography on a dense seismic array. *Geophysics*, 78(4), Q45–Q56. <https://doi.org/10.1190/geo2012-0453.1>
- Lockner, D. A., Walsh, J. B., & Byerlee, J. D. (1977). Changes in seismic velocity and attenuation during deformation of granite. *Journal of Geophysical Research*, 82(33), 5374–5378. <https://doi.org/10.1029/JB082i033p05374>
- Mainsant, G., Larose, E., Brönnimann, C., Jongmans, D., Michoud, C., & Jaboyedoff, M. (2012). Ambient seismic noise monitoring of a clay landslide: Toward failure prediction. *Journal of Geophysical Research*, 117, F01030. <https://doi.org/10.1029/2011JF002159>
- Margerin, L., Campillo, M., Shapiro, N. M., & van Tiggelen, B. (1999). Residence time of diffuse waves in the crust as a physical interpretation of coda Q: Application to seismograms recorded in Mexico. *Geophysical Journal International*, 138(2), 343–352. <https://doi.org/10.1046/j.1365-246X.1999.00897.x>
- Margerin, L., Campillo, M., & Van Tiggelen, B. (2000). Monte Carlo simulation of multiple scattering of elastic waves. *Journal of Geophysical Research*, 105(B4), 7873–7892. <https://doi.org/10.1029/1999JB900359>
- Margerin, L., Planès, T., Mayor, J., & Calvet, M. (2016). Sensitivity kernels for coda-wave interferometry and scattering tomography: Theory and numerical evaluation in two-dimensional anisotropically scattering media. *Geophysical Journal International*, 204(1), 650–666. <https://doi.org/10.1093/gji/ggv470>
- Michaels, J. E., & Michaels, T. E. (2005). Detection of structural damage from the local temporal coherence of diffuse ultrasonic signals. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 52(10), 1769–1782. <https://doi.org/10.1109/TUFFC.2005.1561631>
- Moschetti, M. P., Ritzwoller, M. H., & Shapiro, N. M. (2007). Surface wave tomography of the western United States from ambient seismic noise: Rayleigh wave group velocity maps. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 8, Q08010. <https://doi.org/10.1029/2007GC001655>
- Nakamura, Y. (1977). Seismic energy transmission in an intensively scattering environment. *Journal of Geophysics Zeitschrift Geophysik*, 43, 389–399.
- Obermann, A., Froment, B., Campillo, M., Larose, E., Planès, T., Valette, B., et al. (2014). Seismic noise correlations to image structural and mechanical changes associated with the  $M_w$  7.9 2008 Wenchuan earthquake. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 119, 3155–3168. <https://doi.org/10.1002/2013JB010932>
- Obermann, A., Planès, T., Larose, E., Sens-Schönfelder, C., & Campillo, M. (2013). Depth sensitivity of seismic coda waves to velocity perturbations in an elastic heterogeneous medium. *Geophysical Journal International*, 194(1), 372–382. <https://doi.org/10.1093/gji/ggt043>
- Olivier, G., Brenguier, F., Campillo, M., Lynch, R., & Roux, P. (2015). Body-wave reconstruction from ambient seismic noise correlations in an underground mine. *Geophysics*, 80(3), K511–K525. <https://doi.org/10.1190/geo2014-0299.1>
- Planès, T., & Larose, E. (2013). A review of ultrasonic coda wave interferometry in concrete. *Cement and Concrete Research*, 53, 248–255. <https://doi.org/10.1016/j.cemconres.2013.07.009>
- Poupinet, G., Ellsworth, W. L., & Frechet, J. (1984). Monitoring velocity variations in the crust using earthquake doublets: An application to the Calaveras fault, California. *Journal of Geophysical Research*, 89(B7), 5719–5731. <https://doi.org/10.1029/JB089iB07p05719>
- Remacle, J.-F., Lambrechts, J., Seny, B., Marchandise, E., Johnen, A., & Geuzainet, C. (2012). Blossom-Quad: A non-uniform quadrilateral mesh generator using a minimum-cost perfect-matching algorithm. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 89(9), 1102–1119. <https://doi.org/10.1002/nme.3279>
- Rossetto, V., Margerin, L., Planès, T., & Larose, E. (2011). Locating a weak change using diffuse waves: Theoretical approach and inversion procedure. *Journal of Applied Physics*, 109(3), 034903. <https://doi.org/10.1063/1.3544503>
- Roux, P., Sabra, K. G., Gerstoft, P., Kuperman, W. A., & Fehler, M. C. (2005). P-waves from cross-correlation of seismic noise. *Geophysical Research Letters*, 32, L19303. <https://doi.org/10.1029/2005GL023803>
- Rummel, F. (1992). Physical properties of the rock in the granitic section of borehole GPK1, Soultz-Sous-Forêt. Geotherm. Energy Eur. Soultz Hot Dry Rock Proj. 3.
- Ryzhik, L., Papanicolaou, G., & Keller, J. B. (1996). Transport equations for elastic and other waves in random media. *Wave Motion*, 24(4), 327–370. [https://doi.org/10.1016/S0165-2125\(96\)00021-2](https://doi.org/10.1016/S0165-2125(96)00021-2)
- Sens-Schönfelder, C., & Wegler, U. (2006). Passive image interferometry and seasonal variations of seismic velocities at Merapi Volcano, Indonesia. *Geophysical Research Letters*, 33, L21302. <https://doi.org/10.1029/2006GL027797>
- Shapiro, N. M., Campillo, M., Margerin, L., Singh, S. K., Kostoglodov, V., & Pacheco, J. (2000). The energy partitioning and the diffusive character of the seismic coda. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 90, 655–665.

- Shapiro, N. M., Campillo, M., Stehly, L., & Ritzwoller, M. H. (2005). High resolution surface wave tomography from ambient seismic noise. *Science*, *307*, 1615–1618.
- Shapiro, N. M., & Campillo, M. (2004). Emergence of broadband Rayleigh waves from correlations of the ambient seismic noise. *Geophysical Research Letters*, *31*, L07614. <https://doi.org/10.1029/2004GL019491>
- Shokouhi, P., Zoëga, A., Wiggerhauser, H., & Fischer, G. (2012). Surface wave velocity-stress relationship in uniaxially loaded concrete. *A C I Materials Journal*, *109*(2), 141–148.
- Sneddon, I. N., & Murnaghan, F. D. (1954). Finite deformation of an elastic solid. *The Mathematical Gazette*, *38*(326), 305. <https://doi.org/10.2307/3611182>
- Snieder, R. (2002). Coda wave interferometry for estimating nonlinear behavior in seismic velocity. *Science*, *295*(5563), 2253–2255. <https://doi.org/10.1126/science.1070015>
- Snieder, R. (2006). The theory of coda wave interferometry. *Pure and Applied Geophysics*, *163*(2-3), 455–473. <https://doi.org/10.1007/s00024-005-0026-6>
- Stacey, R. (1988). Improved transparent boundary formulations for the elastic-wave equation. *Bulletin of the Seismological Society of America*, *78*, 2089–2097.
- Stehly, L., Campillo, M., & Shapiro, N. M. (2007). Traveltime measurements from noise correlation: Stability and detection of instrumental time-shifts. *Geophysical Journal International*, *171*(1), 223–230. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2007.03492.x>
- Weaver, R. L. (1982). On diffuse waves in solid media. *The Journal of the Acoustical Society of America*, *71*(6), 1608–1609. <https://doi.org/10.1121/1.387816>
- Weaver, R. L. (1990). Diffusivity of ultrasound in polycrystals. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, *38*(1), 55–86. [https://doi.org/10.1016/0022-5096\(90\)90021-U](https://doi.org/10.1016/0022-5096(90)90021-U)
- Weaver, R. L., Hadziioannou, C., Larose, E., & Campillo, M. (2011). On the precision of noise correlation interferometry: Precision of noise correlation interferometry. *Geophysical Journal International*, *185*(3), 1384–1392. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2011.05015.x>
- Wegler, U., & Lühr, B. G. (2001). Scattering behaviour at Merapi Volcano (Java) revealed from an active seismic experiment. *Geophysical Journal International*, *145*(3), 579–592. <https://doi.org/10.1046/j.1365-246x.2001.01390.x>
- Wu, R.-S. (1985). Multiple scattering and energy transfer of seismic waves—Separation of scattering effect from intrinsic attenuation—I. Theoretical modelling. *Geophysical Journal International*, *82*(1), 57–80. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1985.tb05128.x>
- Yamamura, K., Sano, O., Utada, H., Takei, Y., Nakao, S., & Fukao, Y. (2003). Long-term observation of in situ seismic velocity and attenuation. *Journal of Geophysical Research*, *108*(B6), 2317. <https://doi.org/10.1029/2002JB002005>
- Zigone, D., Ben-Zion, Y., Campillo, M., & Roux, P. (2015). Seismic tomography of the Southern California plate boundary region from noise-based Rayleigh and Love waves. *Pure and Applied Geophysics*, *172*(5), 1007–1032. <https://doi.org/10.1007/s00024-014-0872-1>

**B.2 Coda wave interferometry during the heating of deep geothermal reservoir rocks, Geothermal Energy, 2018**

RESEARCH

Open Access



# Coda wave interferometry during the heating of deep geothermal reservoir rocks

Jérôme Azzola<sup>1\*</sup> , Luke Griffiths<sup>2</sup>, Jean Schmittbuhl<sup>1</sup>, Dimitri Zigone<sup>1</sup>, Vincent Magnenet<sup>3</sup>, Frédéric Masson<sup>1</sup>, Michael Heap<sup>1</sup> and Patrick Baud<sup>1</sup>

\*Correspondence:

jerome.azzola@unistra.fr

<sup>1</sup> Institut de Physique du Globe de Strasbourg, Université de Strasbourg/EOST, Strasbourg, France  
Full list of author information is available at the end of the article

## Abstract

Coda wave interferometry (CWI) is a high-resolution technique that aims at tracking small changes in a diffusive medium from the time correlation of seismic waveforms. CWI has been widely used in recent years to monitor the fine-scale evolution of fault zones and more recently of deep reservoirs. However, to provide a quantitative interpretation of the reservoir, direct modeling of physical effects like the influence of temperature on seismic wave scattering is required to investigate temperature effects from measurements of velocity changes. Here, we propose to quantify the impact of thermo-elastic deformation on CWI measurements by comparing experimental results obtained from a previous study on Westerly Granite to a numerical approach based on two combined codes (SPECFEM2D and *Code\_Aster*) for modeling wave propagation in complex media during thermo-elastic deformation. We obtain two major results. First, we show that multiple reflections on the boundaries of our simplified numerical sample reproduce well the wave scattering properties of the experimental granitic sample characterized by a complex mineral assembly and a large set of microcracks. We based our comparison on the wave diffusion model that describes both the experimental and numerical samples (similarity in energy density function and mean free path). We also show that both samples share a similar thermo-elastic behavior, but only after the second heating and cooling cycle. Second, the stretching technique used for CWI measurements on both samples reveals reversible time shifts correlated with the thermo-elastic deformation of the sample. However, the influence of thermo-elastic deformation is different between our numerical proxy and the experimental sample. We discuss the role of irreversible deformation (e.g., microcracking) for the observed discrepancy by introducing temperature dependence of elastic moduli in the model. These results suggest that there are open perspectives to monitor thermal strain in geothermal reservoirs using CWI.

**Keywords:** Coda wave interferometry, Westerly Granite, Deep geothermal reservoir, Wave propagation simulation (SPECFEM2D), Thermo-elastic deformation simulation (Code ASTER)

## Background

At the laboratory scale, seismic methods, both active (ultrasonic wave velocity measurements) and passive (acoustic emission monitoring), provide a range of monitoring techniques to analyze the influence of temperature on a rock sample. In particular, coda wave interferometry (CWI) is a method that has recently been used to monitor thermal microcracking in granite (Griffiths et al. 2018). CWI uses scattered elastic waves observed in the late part of the seismogram (i.e., the coda) to track small changes in solid materials such as rocks (e.g., Poupinet et al. 1984; Ratdomopurbo and Poupinet 1995; Roberts et al. 1992; Snieder 2002). The late arrivals are indeed much more sensitive to small-scale perturbations as they intensively sample the medium through multiple scattering which leads to diffusive waves and equipartition (e.g., Ryzhik et al. 1996; Weaver 1982; Hennino et al. 2001; Snieder 2006). Crystals present in a granitic rock sample, for example, not only play a specific role in the thermal microcracking, but also act as many distinct scatterers, contributing to the diffusion of the wavefield propagating within the sample. This method is appropriate to follow both reversible phenomena such as elastic deformation, and irreversible phenomena such as thermo-elastic effects, which deeply impact the propagation of elastic waves and can thus be studied using late arrivals in the coda. For example, Grêt et al. (2006) used CWI on an Elberton Granite sample heated to 90 °C to measure the influence of temperature changes on ultrasonic wave velocity. They interpreted the arrival time perturbations measured in the coda of strongly scattered waves recorded while heating as an apparent decrease in wave velocity. This drop in apparent velocity presents a strong non-linear behavior when the sample was heated from 70 to 90 °C, occurring contemporaneously with an increase in the acoustic emission rate, attributed to thermal microcracking. Consistent changes in rock microstructure have been recently monitored within a wider range of temperatures in Westerly Granite using the same CWI method (Griffiths et al. 2018). Westerly Granite is an interesting material for laboratory experiments as it has been extensively studied (e.g., Brace et al. 1966, 1968) and its physical properties are well known. The fine crystal size of Westerly Granite, about 1 mm in diameter, is similar to the so-called “two-mica granite” (e.g., Hooijkaas et al. 2006) which hosts the deep geothermal reservoir exploited at the Enhanced Geothermal System (EGS) test site in Soultz-sous-Forêts, France. Combining velocity measurements, acoustic emission monitoring, and high-resolution CWI measurements within a new experimental setup, Griffiths et al. (2018) monitored the microstructural evolution of Westerly Granite during multiple heating cycles from room temperature to 450 °C. Interestingly, the study highlighted different mechanical behaviors between the first and the subsequent cycles. While large and mostly permanent changes in the waveforms were measured during the first cycle, interpreted as an apparent reduction in velocity with temperature, the reductions in wave velocity during the following cycles were lower in amplitude (Griffiths et al. 2018).

The influence of temperature changes on the physical properties of granite has been widely reported (Somerton 1992) and includes, for example, a decrease in elastic moduli (Heard and Page 1982; Griffiths et al. 2017), an increase in rock sample porosity (David et al. 1999), a reduction in strength (Nasseri et al. 2007; Chaki et al. 2008; Violay et al. 2017; Xu et al. 2017; Griffiths et al. 2017) and changes (generally an increase) in permeability (Géraud 1994; David et al. 1999; Darot and Reuschlé 2000;

Chaki et al. 2008; Meredith et al. 2012). The influence of temperature variations on these mechanical parameters is more complex to understand when the rock sample is cyclically heated and cooled. This situation is, however, relevant for thermally dynamic environments such as geothermal reservoirs (e.g., sequences of mud circulations in wells during drilling, thermal stimulation of the wells, variations in well flow during exploitation, etc.). Indeed, the impact on the mechanical properties and characteristics of the rock may vary from one cycle to another. For instance, Thirumalai and Demou (1974) measured the thermal dilatation of two granites (Halecrest and Charcoal Granite) during cyclical heating and cooling. They observed a permanent dilatation of the granites following the first cycle, but the dilatation during the third cycle was reversible. During the first heating/cooling cycle, their observations show that microcracking occurred in the sample. The following cycles had a much-reduced impact on microcracking.

Understanding the influence of temperature changes on the physical and mechanical properties of reservoir rocks is an important issue for the monitoring of deep geothermal reservoirs such as Enhanced Geothermal Systems (EGS) (Olasolo et al. 2016; Lu 2018). One of the most representative rocks of the EGS reservoirs of the Upper Rhine Graben is granite. For example, at the Soultz-sous-Forêts site (France) (Gérard and Kapelmeyer 1987; Gérard et al. 2006), a fractured granitic reservoir (Genter and Traineau 1996; Dezayes et al. 2005; Hooijkaas et al. 2006; Ledésert et al. 2010; Villeneuve et al. 2018) is overlain by a 1.5 km-thick sedimentary unit (Aichholzer et al. 2016; Griffiths et al. 2016; Heap et al. 2017; Kushnir et al. 2018a, b). The crystals and mineral inclusions in granite also play a specific role in its thermal response. Indeed, heating of a granitic rock results in the complex thermal expansion of its various minerals and leads to the build-up of thermal stresses that may induce thermal microcracking (Kranz 1983; Friedrich and Wong 1986; Griffiths et al. 2018). At a larger scale, thermal stimulation can promote the fracturing of a rock mass (Huenges and Ledru 2011). The increase in fracturing due to thermal stimulation will increase the permeability (e.g., Siratovich et al. 2015), and ultimately the efficiency, of the geothermal system. As the physical properties of rock are non-trivially influenced—at all scales—by changes in temperature and pressure, laboratory experiments on representative granite rock samples and the forward modeling of the involved processes are necessary to develop relevant seismic monitoring techniques and help to improve geothermal optimization.

The subject of the present study is the impact of thermal deformation on seismic wave diffusion and CWI measurements. For this purpose, we compare two distinctive approaches: the experimental results of Griffiths et al. (2018), and a numerical modeling of seismic wave diffusion during the same heating procedure. Indeed, the forward modeling of experimentally observed effects can provide a significant improvement in the understanding of physical phenomena. Numerical simulations of mechanical deformation allow the fine tuning of key parameters, such as mechanical properties or multi-step loading paths, which helps distinguish the various contributions to the complex mechanical response of the rock. Modeling is thus complementary to laboratory experiments, where measurements encompass the contribution of all processes at once and provides a tool to discuss the physical processes at the origin of the measurements. Such a forward modeling approach was recently used to highlight the effects of strain changes on CWI measurements (Azzola et al. 2018), raising questions on the relative

contributions of various physical processes (velocity changes, heterogeneity of the elastic deformation field, amplitude variations, etc.) on CWI measurements. The modeling approach of Azzola et al. (2018) combined a spectral element approach (SPECFEM2D) to study the seismic wave propagation within a diffusive medium, while elastic deformation of the medium was modeled using a finite element code (*Code\_Aster*) (Azzola et al. 2018).

We analyze the wave propagation properties of a medium that reproduce both acoustically and mechanically the measurements on the Westerly Granite rock sample during heating from room temperature to 450 °C, with a specific focus on its thermo-elastic deformation. CWI of synthetic waveforms generated while heating or cooling are compared to laboratory measurements (Griffiths et al. 2018). The first section describes the principle of the methods developed in both studies. As a framework for the numerical modeling, the experimental method of Griffiths et al. (2018) is detailed first, as well as the experimental evolution of the waveforms during heating and cooling. The numerical scheme that models the experiment is presented as well as the principle of CWI in this methodology section. In “Results”, results of the comparison of the experimental and numerical approaches are given for the wave scattering properties and the thermo-mechanical behavior of the samples. We then show the CWI signals measured at the laboratory and in the simulation, as a function of the sample temperature. The differences in behavior are discussed in “Results” on the basis of the dependence of mechanical parameters with temperature. Finally, conclusions are proposed in “Conclusions”.

## Methods

### Summary of the experimental approach used by Griffiths et al. (2018)

#### *Laboratory sample description*

Figure 1a presents the experimental apparatus used to measure changes in ultrasonic wave velocity during repeated heating and cooling cycles of a cylindrical sample (20 mm diameter and 40 mm length) of Westerly Granite (from Rhode Island, USA). Westerly Granite was chosen as it is well-studied, and its physical and mechanical properties are well known and are near-isotropic (Lockner 1998). Furthermore, the physical, mechanical, and transport properties of Westerly Granite have been shown to exhibit permanent changes related to thermal microcracking when heated to temperatures of above 70 °C (Nasser et al. 2007, 2009; Wang et al. 1989; Yong and Wang 1980; Griffiths et al. 2018).

#### *Laboratory setup description*

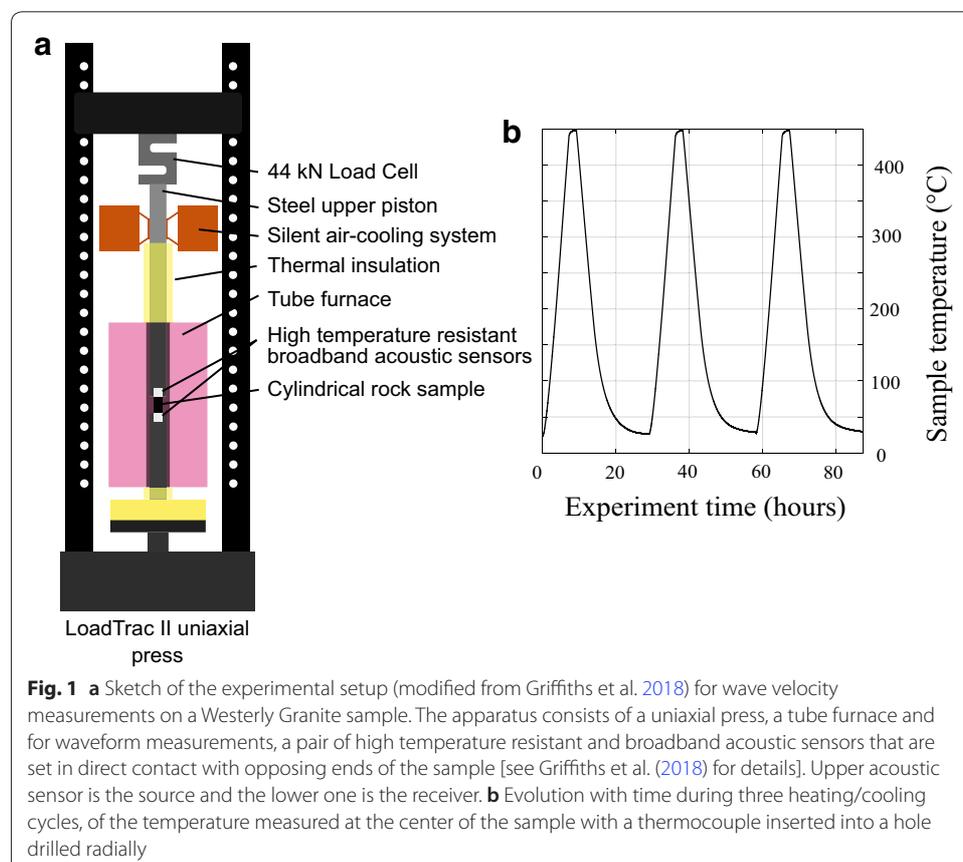
The rock sample was held between two vertical pistons made of heat resistant stainless steel (grade 310) and loaded using a LoadTrac II servo-controlled uniaxial press (Fig. 1a). A tube furnace with a constant temperature zone of 80 mm surrounded the sample. Further details of the experimental setup are provided in Griffiths et al. (2018).

The furnace was programmed to heat samples from room temperature to a maximum temperature of 450 °C (to remain within the operating range of the high temperature acoustic transducers), at a rate of 1 °C/min and with a 2-h dwell time at 450 °C, before cooling at the same rate. The sample was subject to three repeated heating and cooling cycles to investigate possible hysteresis effects. Wave velocity measurements were performed during each cycle. The sample temperature was measured using a thermocouple

of diameter 1.5 mm inserted through a 1.7 mm hole drilled radially to the center of the sample.

During the thermal stressing of the sample, a pair of high temperature sensors used for acoustic measurements were in direct contact with opposing faces of the sample, as presented in Fig. 1a. The pair of acoustic sensors are considered as broadband, since they have a weak resonant frequency at 100 kHz and an operating frequency range of 80–560 kHz. Using a signal generator, a 200 kHz sinusoidal pulse was emitted every 50 ms at the upper transducer (source). The generator simultaneously triggered an acquisition card to record the pre-amplified voltage signal at the receiver (the lower transducer). 2 ms duration waveforms were recorded at a sampling rate of 2 MHz. Table 1 summarizes the parameters of the source receiver used in the setup. To ensure a constant coupling between the sensors and the sample during heating and cooling, both transducers were held in direct contact on the opposing faces of the granite sample using an axially applied force of 100 N, equating to a uniaxial stress of approximately 0.3 MPa on a 20 mm diameter sample.

Under ambient temperature conditions, measurements of the P-wave velocity,  $v_p$ , and S-wave velocity,  $v_s$ , were performed using a separate, calibrated apparatus prior to, and following all three heating/cooling cycles using first arrivals (contrary to late arrivals in the coda for CWI). These measurements provided a reference for the velocity measurements. Measurements were made using two pairs of piezo-transducers in contact with



**Table 1 Parameters of the sensors and source function used in the laboratory experiments (S9215 high temperature sensors from Physical Acoustics) and in the simulation with heating and cooling rates**

	In laboratory	In simulation
Source parameters		
Temporal shape	Sinusoidal pulse	Ricker
Central frequency $f_0$	200 kHz	200 kHz
Receiver parameters		
Record every	17.5 s on average	Every loading step
Length of signals	2 ms	2 ms
Sampling rate	2 MHz	1 GHz
$dt$	$5.0 \times 10^{-7}$	$1.0 \times 10^{-9}$
Thermal load		
Rate of cooling/heating	1 °C/min	3 °C/min

opposing faces of the samples. One pair was oriented parallel to the sample length to measure P-wave first arrival times. The other, oriented perpendicular to the sample length, provided S-wave first arrival times. The source function was a sinusoidal pulse: 700 kHz for P-wave, and within the range 100–500 kHz for S-wave velocity.

## Numerical modeling of the experiment

### *Physical properties of the sample*

Our numerical simulations described below in “Results” intend to reproduce the experimental setup of Griffiths et al. (2018). The goal of the numerical analysis is to gain insight into the influence of temperature variation on the seismic wave velocity of granite. Our numerical approach focuses on the contribution, in the thermo-elastic domain, of reversible deformation. We also consider additional simulations designed to study the influence of temperature, a factor that greatly influences density, Young’s modulus and bulk modulus, on the CWI measurements.

One of the main issues of the numerical approach is to introduce a numerical sample that accurately reproduces the macroscopic mechanical behavior of the real granite sample, as well as its wave diffusion properties while remaining as simple and homogeneous as possible. The dimensions of the numerical sample were chosen to be of same as the experimental sample (40 × 20 mm). From wave velocity measurements carried out on the intact sample of Westerly Granite, at ambient temperature, we estimate macroscopic Poisson’s ratio  $\nu$  and to define P and S-wave velocities, respectively, noted  $v_p$  and  $v_s$ . Young’s modulus  $E$ , density  $\rho$  and the thermal properties of the rock (isotropic thermal conductivity  $\lambda$ —thermal dilatation coefficient  $\alpha$ —specific heat capacity  $c$ ) are chosen from Heard and Page (1982), Maqsood et al. (2004), Park et al. (2004), Dwivedi et al. (2008) and Schön (2011) to depict Westerly Granite. Measurements and mechanical parameters are presented in Table 2.

The wavelength used in the experimental work means that most of the scattering comes from multiple reflections on the boundaries of the sample, rather than reflections from crystal boundaries (Griffiths et al. 2018). This wave scattering behavior is reproduced in the numerical sample as we do not include details of the crystal assembly, but only use the multiple reflections at the free boundaries of the sample.

**Table 2 Elastic and thermal parameters of the medium of the simulation used in *Code\_Aster* and *SPECFEM2D* to reproduce the mechanical and acoustic behavior of the cored sample used in the experiments**

Wave speed (measured at ambient temperature)	$v_p$ (km s <sup>-1</sup> )	4.89
	$v_s$ (km s <sup>-1</sup> )	2.70
Thermal properties (at 20 °C)	Isotropic thermal conductivity $\lambda$ (W/m K)	2.2
	Isotropic thermal expansion coefficient $\alpha$ (K <sup>-1</sup> )	$12 \times 10^{-6}$
	Specific heat capacity at constant pressure $c$ (J/kg K)	790
Elastic properties	Young modulus $E$ (GPa)	52
	Poisson's ratio $\nu$	0.28
	Density $\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	2800

Young's modulus, density and the thermal properties of the rock are chosen from Heard and Page (1982), Maqsood et al. (2004), Park et al. (2004), Dwivedi et al. (2008) and Schön (2011)

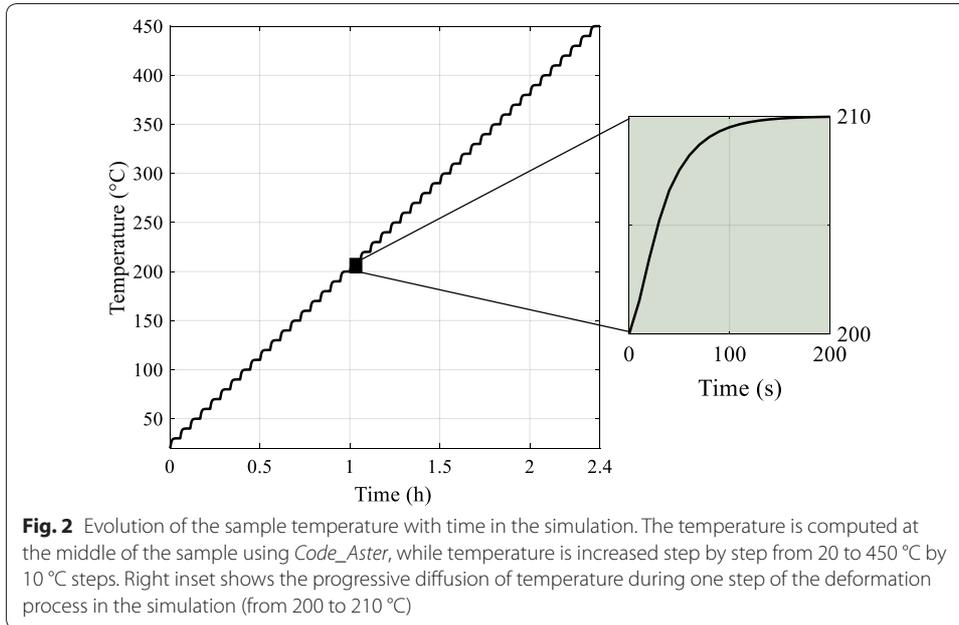
The waveform recorded at a given receiver in the simulation is subsequently the contribution of many reflected waves that have travelled along multiple paths through the sample. The numerical sample is discretized using a 2D finite element mesh grid of 17244 elements with a characteristic length  $l_c = 0.5$  mm. This parameter corresponds to the characteristic distance between two neighboring nodes. The meshing of the sample is done using *GMSH* which is a GNU General Public License finite element mesh generator with 2-D quadrangle meshes using a Delaunay algorithm.

#### **Numerical scheme description**

The numerical simulation relies on combining two codes. The iterative thermo-mechanical deformation of the mesh grid is first obtained using the finite element software *Code\_Aster* (EDF R&D, general code for the study of the mechanical behavior of the structures). Each step of the loading process consists of the resolution of a linear thermal problem, which is combined to a mechanical loading that takes into account the 0.3 MPa axial stress applied to the cored sample (Griffiths et al. 2018). We first solve the thermal problem according to the following equation:

$$(\rho \cdot c) \cdot dT/dt + \text{div}(-\lambda \cdot \text{grad}(T)) = 0. \quad (1)$$

Temperature conduction within the sample is treated as an evolutionary regime. Figure 2 shows the evolution of temperature with simulation time computed by *Code\_Aster* at the center of the sample. The insert on the right of Fig. 2 details the evolution during one step of the thermal deformation of the sample, when temperature is increased by 10 °C from 200 to 210 °C. For each thermal step, the initial state is a homogeneous temperature field  $T = T_i$ , and the thermal loading is an imposed temperature on the edges of the sample  $T = T_i + 10$  °C. The insert of Fig. 2 shows how temperature diffuses with time during a given loading step and shows that the stabilization time is about 100 s. It also shows that the temperature field is homogenous to  $10^{-3}$  °C following 200 s, which justifies the initialization of each thermal step by a homogeneous field. This heating rate (of about 3 °C/min; Table 1) is necessary for the stabilization of temperature at the end of each step of the simulation, in line with the quasi-thermal equilibrium in the laboratory experiments (heating rate of 1 °C/min; Table 1).



Equation (1) includes a dependency of the density with the temperature. We first recall that density is directly related to the volumetric deformation  $e_{vol}$ :

$$e_{vol} = \delta Vol / Vol_0 = -\delta \rho / \rho_0. \tag{2}$$

Second, S-wave speed  $v$  and density  $\rho$  are linked by

$$v = \sqrt{3 \cdot K \cdot E / \rho \cdot (9 \cdot K - E)}, \tag{3}$$

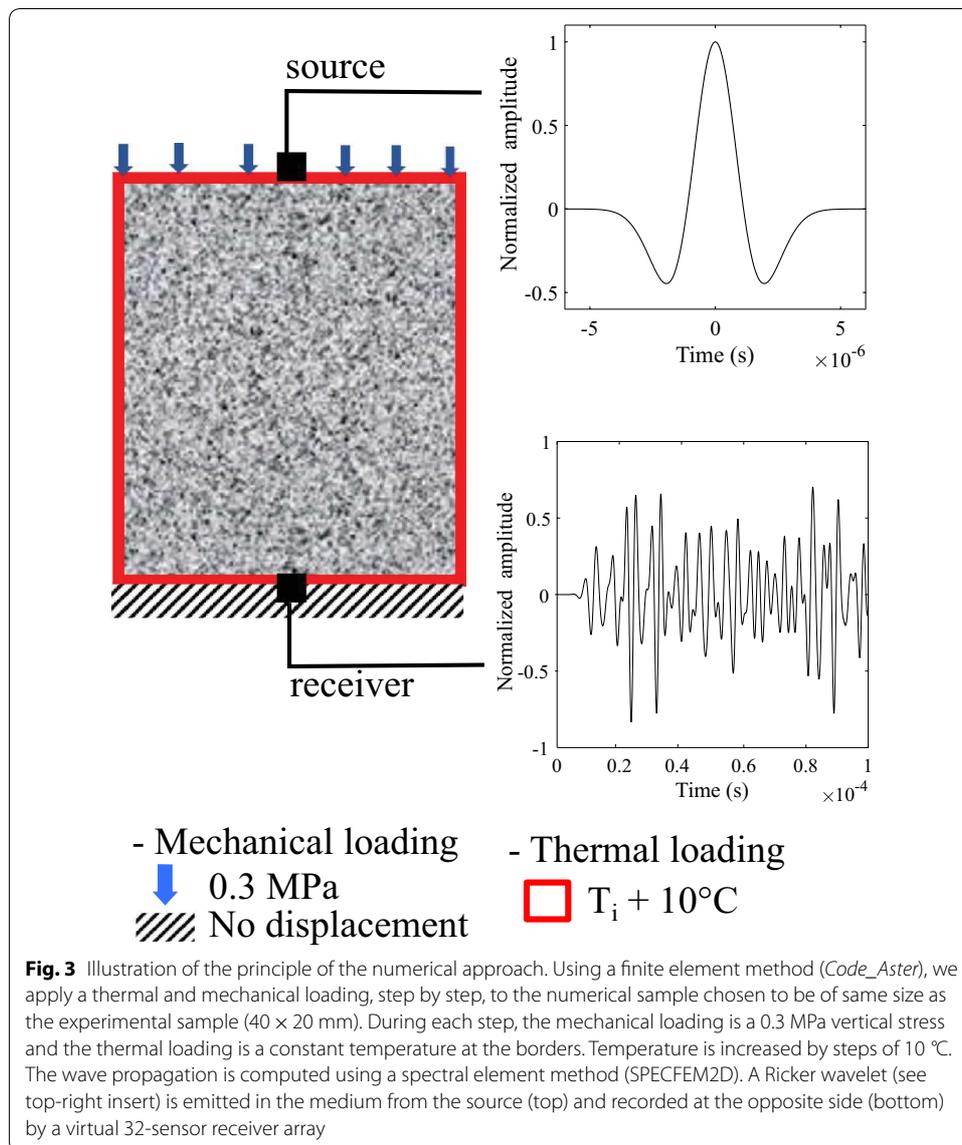
where  $K$  is the bulk modulus and  $E$  is the Young’s modulus, are assumed constant in the simulation, in the thermo-elastic domain. As a consequence, a volumetric change of the medium during heating or cooling results in an increase in density, and subsequently in a velocity change. To discuss this influence of the medium density changes on the CWI measurements, the variation of relative time delays with volumetric strain are analyzed in “Results”.

The numerical scheme is based on the chaining of a thermal and a mechanical problem. As a result, we solve the mechanical problem according to the following equation:

$$\text{div} [C (e_{tot} - \alpha \cdot (T - T_i))] = 0, \tag{4}$$

with  $C$  the elasticity tensor,  $\alpha$  the thermal dilatation,  $e_{tot}$  the total deformation,  $T$  and  $T_i$  the temperature and reference temperature of 25 °C. We neglect the effects of gravity in Eq. (2). The calculations carried out with *Code\_Aster* result in a displacement field at the nodes of each element. At each step, the current mesh grid is then deformed accordingly to the computed displacement field.

The updated mesh grid is then an input of SPEC-FEM2D (a 2D spectral element code; see Komatitsch and Vilotte 1998). It simulates the wave propagation in the medium from the emitted source assuming free boundaries. A Ricker Wavelet of dominant frequency  $f_0 = 200$  kHz (see top-right inset of Fig. 3) is sent in the medium



from the source and recorded at the opposite side by a 32-sensor long receiver line (see bottom-right insert of Fig. 3 for an example of recorded seismogram at a given receiver position). Absolute locations of the sources and receivers remain unchanged from the onset to the end of the deformation process. Table 1 details the parameters of the source–receiver pairs used in both the laboratory and in the simulation. The numerical approach that we developed allows us to test the effect of the elastic deformation of the sample independently of intrinsic wave velocity variations. When focusing in a first approach on the influence of reversible deformation in the thermo-elastic domain, wave velocities in all elements are kept constant. The only parameter evolving during successive steps is the mesh grid. In laboratory experiments, the effects of reversible elastic deformation are in general difficult to distinguish from intrinsic variations that are related to anelastic and irreversible processes like damage

development (Snieder 2006). In a second approach, bulk and Young's modulus, density and thereby elastic wave velocities depend on temperature, which enables us to discuss the partitioning between each effect. The flexibility of the numerical approach complements the laboratory experiments and compensate for its limits.

In the following sections, the “reference” seismogram refers to the one recorded at ambient temperature  $T = T_0$ , and the “perturbed” seismogram refers to the one recorded at a given temperature. CWI is used to compare these perturbed seismograms with the “reference” one to analyze changes induced by the thermo-elastic deformation.

### **Coda wave interferometry (CWI)**

Coda wave interferometry aims to track small velocity changes in solid materials, such as rocks, where elastic waves are strongly diffused. As a result of the strong diffusion, coda waves intensively sample the medium through multiple scattering, such that the travel time delays measured between “reference” and “perturbed” waveform taken in the coda are much more sensitive to slight perturbations in the medium than in the early part of the waveform (e.g., Poupinet et al. 1984; Snieder 2006; Campillo and Roux 2015). Changes occurring in the medium—which include structural changes, the displacement of scatterers or mechanical deformation of the boundaries—delay the travel time of these scattered waves (Stehly et al. 2007), which make them observable using stretching or correlation methods.

#### ***Description of the coda wave interferometry techniques***

The CWI measurements performed in the laboratory and in the simulation are based on a stretching approach of the whole signal, the first arrivals being a negligible part of the signal. Sens-Schönfelder and Wegler (2006) proposed to estimate the relative time differences  $\varepsilon = \delta t/t$  in the late part of the signal between two successive acquired waveforms, as the factor by which the time axis of one of the traces must be stretched or compressed to obtain the best correlation with the other trace. In this technique, one defines “stretched” versions of one of the waveform of the pair such as  $S(t) = R((1 + a)t)$ , with a given coefficient of stretching  $a$ . Following Sens-Schönfelder and Wegler (2006) and Larose and Hall (2009), we use a spline interpolation in the time domain to stretch the waveform. We then calculate the cross-correlation function between the other unstretched waveform of the pair with several stretched waveforms. The relative time shift—i.e., the relative variation of delay with time, assuming a linear variation of the delays in the coda—is equal to the value of a corresponding to the maximum of the cross-correlation function. This method is applied to the first 0.5 ms of the seismograms.

#### ***Application to laboratory and numerical results***

The significant perturbation of the medium during the thermal loading induces a significant evolution of the waveforms and leads to a weak correlation between the first recorded waveform, the reference, and subsequent waveforms recorded during heating. Accordingly, it is not possible to apply the stretching technique using the first waveform as a unique reference. As a result, the waveform recorded at a given temperature  $T = T_k$  is constantly compared with the one previously measured at  $T = T_{k-1}$ , which yields the incremental relative time shift noted for the following equation  $\varepsilon(T_k, T_{k-1})$ . The global

relative time shift  $\varepsilon(T_p, T_0)$  is obtained from the comparison of the waveform recorded at a given temperature  $T_p$ , with respect to the reference waveform, recorded at temperature  $T_0$ , according to Eq. (5), from a scaling factor and the preceding relative time shifts  $\varepsilon(T_k, T_{k-1})$ :

$$\varepsilon(T_k, T_0) = \prod_{i=1}^k (\varepsilon(T_i, T_{i-1}) + 1) - 1. \quad (5)$$

In the numerical simulation, waveforms are compared in pairs using a stretching approach along the 2 ms long signal (Sens-Schönfelder and Wegler 2006). Since the simulated waveforms are weakly perturbed by the thermal loading, they are all compared to the initial waveform (not incrementally as in the experiments). We verified that the incremental comparison of pairs of simulated waveforms and their comparison to a common reference led to identical CWI results.

The receiver line used in the numerical modeling is a 32-sensor long array. Seismograms are thus acquired on distinctive receivers equally distributed along the bottom of the sample for each wave propagation modeling. This specificity of the numerical model enables us to analyze the spatial variability of our numerical measurements, given that CWI methods are applied at each receiver. When comparing a given pair of waveforms by stretching, we calculate the dispersion of the 32 distinctive relative time shifts estimations as well as the mean relative time shift. The fluctuations in the measurements are minor: the standard deviation of this population typically represents 8% of the mean value. It demonstrates the spatial homogenization occurring in our sample due to the diffraction of the wavefield. As a result of this spatial homogenization, the relative time shift measured in our numerical approach at each step of the thermal loading of the sample is the average of the 32 distinctive estimations.

## Results

### Comparison of the wave scattering properties

We check here that the numerical sample reproduces the acoustic behavior of the granite sample used in the laboratory experiments. For this, we compare the scattering properties of the numerical sample and the granite sample, by computing the energy density  $W(r, t)$  for both the experimental and numerical records in the same manner as Wegler and Lühr (2001) according to the following equation:

$$W(r, t) = \sum_{i=1}^3 (f_i^2 + H(f_i)^2). \quad (6)$$

Here,  $f_i$  (in  $\text{m s}^{-1}$ ), for  $i$  varying from 1 to 3, are the components of the seismogram measured in the simulation and in the laboratory experiments at ambient temperature.  $H$  is the Hilbert transform. The observed energy density function is then compared to the wave diffusion model for body waves. This allows us to estimate the mean free path  $l$  by least square fitting, as proposed in Olivier et al. (2015). The mean free path is the mean distance between two consecutive diffusion events and is a key parameter to assess the development of the diffusive wavefield in both propagation

media. As shown in Nakamura (1977) and Dainty and Toksöz (1977, 1981), the diffusion model predicts the seismic energy of multi-scattered body waves  $W(r, t)$  as a function of time and space:

$$W(r, t) = E_s \cdot \left( \frac{4 \cdot \pi \cdot v_s \cdot t}{3 \cdot \eta_s} \right)^{-\frac{3}{2}} \cdot e^{\left( -\eta_i \cdot v_s \cdot t - \left( \frac{3 \cdot r^2 \cdot \eta_s}{4 \cdot v_s \cdot t} \right) \right)}, \tag{7}$$

where  $W(r, t)$  is the energy density,  $E_s$  the source energy,  $v_s$  the S-wave velocity,  $r$  the distance to the source,  $\eta_i$  the intrinsic attenuation defined as the inverse of the intrinsic absorption characteristic length  $l_a$  and  $\eta_s$  the scatter attenuation which is the inverse of the mean free path  $l$ . Equation (7) is linearized by choosing an adequate reference in time  $t_1$  and distance  $r_1$  so that  $W_1(r_1, t_1) = 1 \text{ J m}^{-3}$ , and by taking the natural logarithm of a referenced function  $U(t)$  defined in Eq. (8). Three dimensionless coefficients  $a_1$ ,  $a_2$  and  $a_3$  appear in Eq. (8) and are expressed with parameters of the model (Wegler and Lühr 2001):

$$\text{Ln } U(t) = a_1 + a_2 \cdot t + \frac{a_3}{t}. \tag{8}$$

$$\text{with } U(t) = \left( \frac{W(r, t)}{W_1} \right) \cdot \left( \frac{t}{t_1} \right)^{\frac{3}{2}}$$

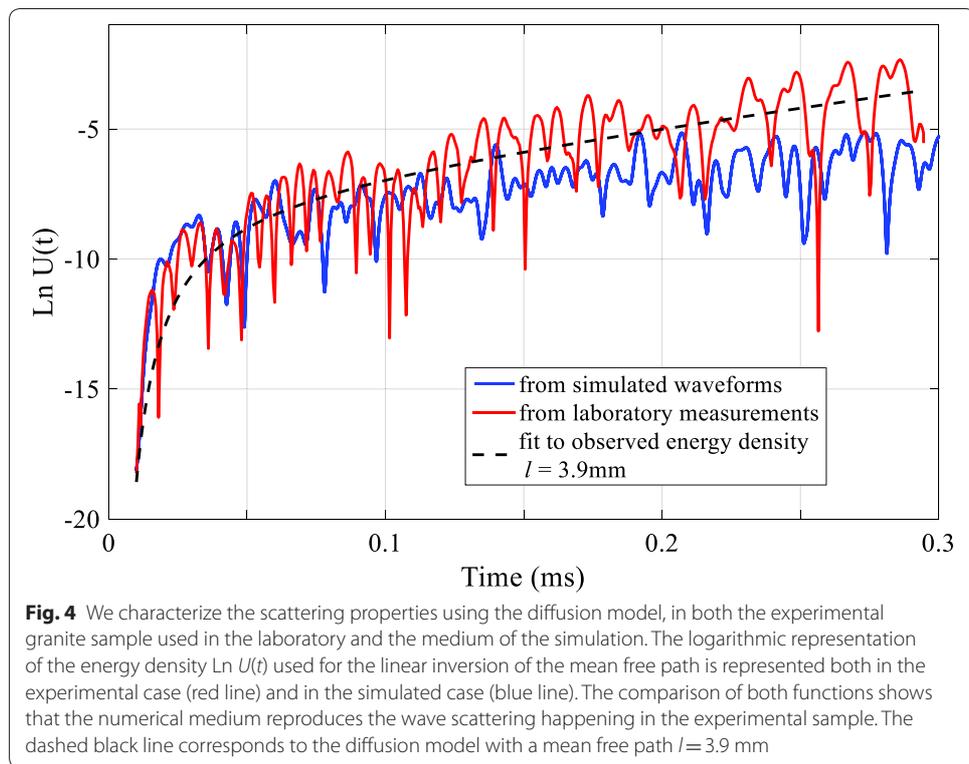
$$\text{and } a_1 = \ln \left( \frac{E_0}{W_1} \right) \cdot \frac{4 \cdot \pi \cdot v_s \cdot t_1^{-\frac{3}{2}}}{(3 \cdot \eta_s)}; \quad a_2 = \eta_i \cdot v_s; \quad a_3 = -\frac{3 \cdot \eta_s \cdot r^2}{4 \cdot v_s}.$$

It appears that  $a_3$  is expressed as a function of the intrinsic attenuation. Intrinsic attenuation is the inverse of the mean free path, which enables us to estimate the mean free path from  $a_3$ :

$$l = \eta_s^{-1}. \tag{9}$$

The observed energy density function  $W(r, t)$  is linearized by multiplying Eq. (3) with the geometric factor  $t^{3/2}$  and by taking the natural logarithm of both sides, which allows us to reconstruct the left side of Eq. (8). Figure 4 shows the logarithmic representation of the energy density functions computed with the first 0.3 ms of the original waveforms recorded at the laboratory and in the simulation. The comparison of these functions shows that the numerical medium used in the simulation describes the wave scattering occurring in the experimental granite sample. The comparison presented in Fig. 4 shows that a longer time is required to obtain a diffuse wavefield in the medium than in the real granite sample. Grain inclusions that contribute to diffuse the wavefield in addition to the multiple reflections in the real granite sample could explain this difference in behavior.

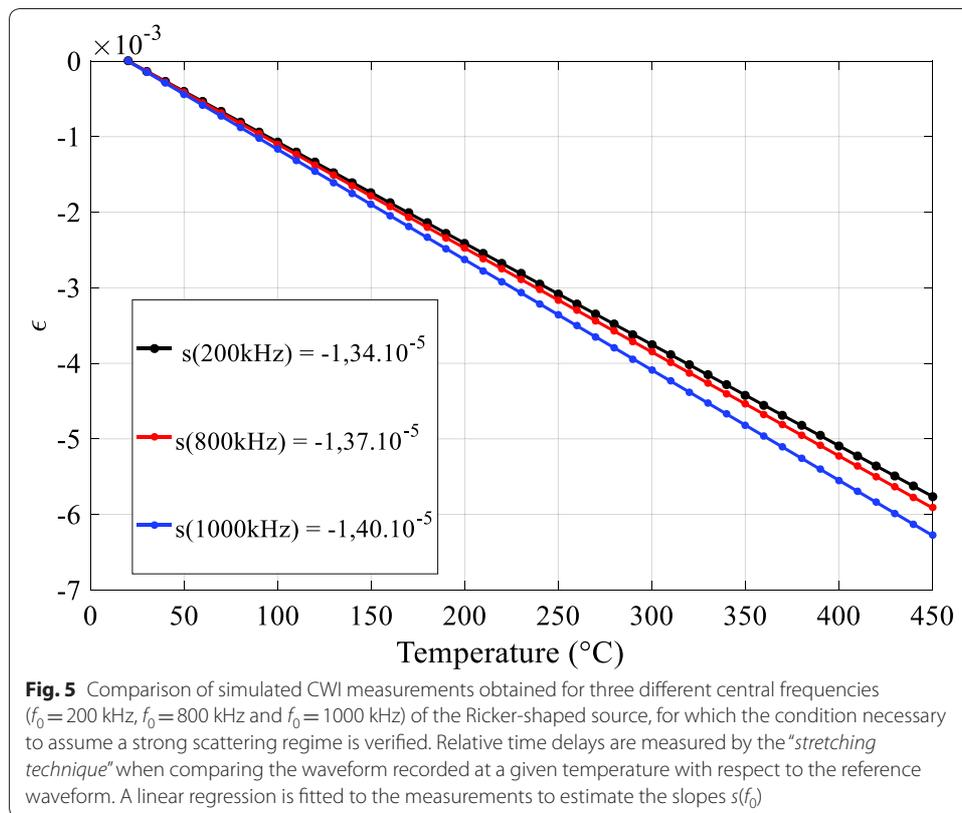
Dimensionless coefficients  $a_1$ ,  $a_2$  and  $a_3$  are estimated using a least square fitting from Eq. (8). With  $v_s = 2700 \text{ m s}^{-1}$  and  $r = 40 \text{ mm}$ , we finally estimate the mean free path using Eq. (9). Figure 4 shows in addition the model obtained by a least square



fitting of the linearized energy density functions  $\text{Ln } U(t)$  computed from the laboratory results. The mean free path is estimated to be  $l = 3.9$  mm.

The application of CWI techniques requires the strong scattering regime to be established. In multi-scattering regimes, the wave front emitted from the source sees the heterogeneities several times before reaching the receiver. The condition necessary to assess strong scattering is that the mean free path  $l$ , the size of the defects  $d$ , the size of sample  $D$  (here, 40 mm), and the wavelength  $\lambda$  are satisfying the inequality:  $\lambda \leq d \leq l \leq D$  (Planès and Larose 2013). In our setup, we calculated a mean free path  $l = 3.9$  mm. The wavelength  $\lambda = 12$  mm is estimated using the central frequency of the Ricker source and the S-wave velocity. This shows that the inequality and the requirements for strong scattering are not satisfied. Meanwhile, both linearized energy density functions exhibit strong similarities: the medium of the simulation properly describes the scattering that occurred in the experimental sample. To fulfill the condition of strong scattering, the laboratory experiments and the simulation would have required a source of higher frequency. To gain insight on the consequences of not verifying the inequality on the simulated and laboratory CWI results, we ran simulations with a Ricker source of higher frequencies:  $f_0 = 800$  kHz and up to  $f_0 = 1000$  kHz. In each of these simulations, the calculated wavelength (respectively,  $\lambda = 3$  mm and  $\lambda = 2.4$  mm) and the revalued mean free path satisfy the condition for strong scattering. With  $f_0 = 800$  kHz, the model obtained by least square fitting corresponds to an estimated mean free path  $l = 5.6$  mm and with  $f_0 = 1000$  kHz, it is  $l = 5.3$  mm.

Figure 5 shows the simulated CWI measurements obtained for the three central frequencies as well as the linear regressions fitted to the measurements. It shows that the

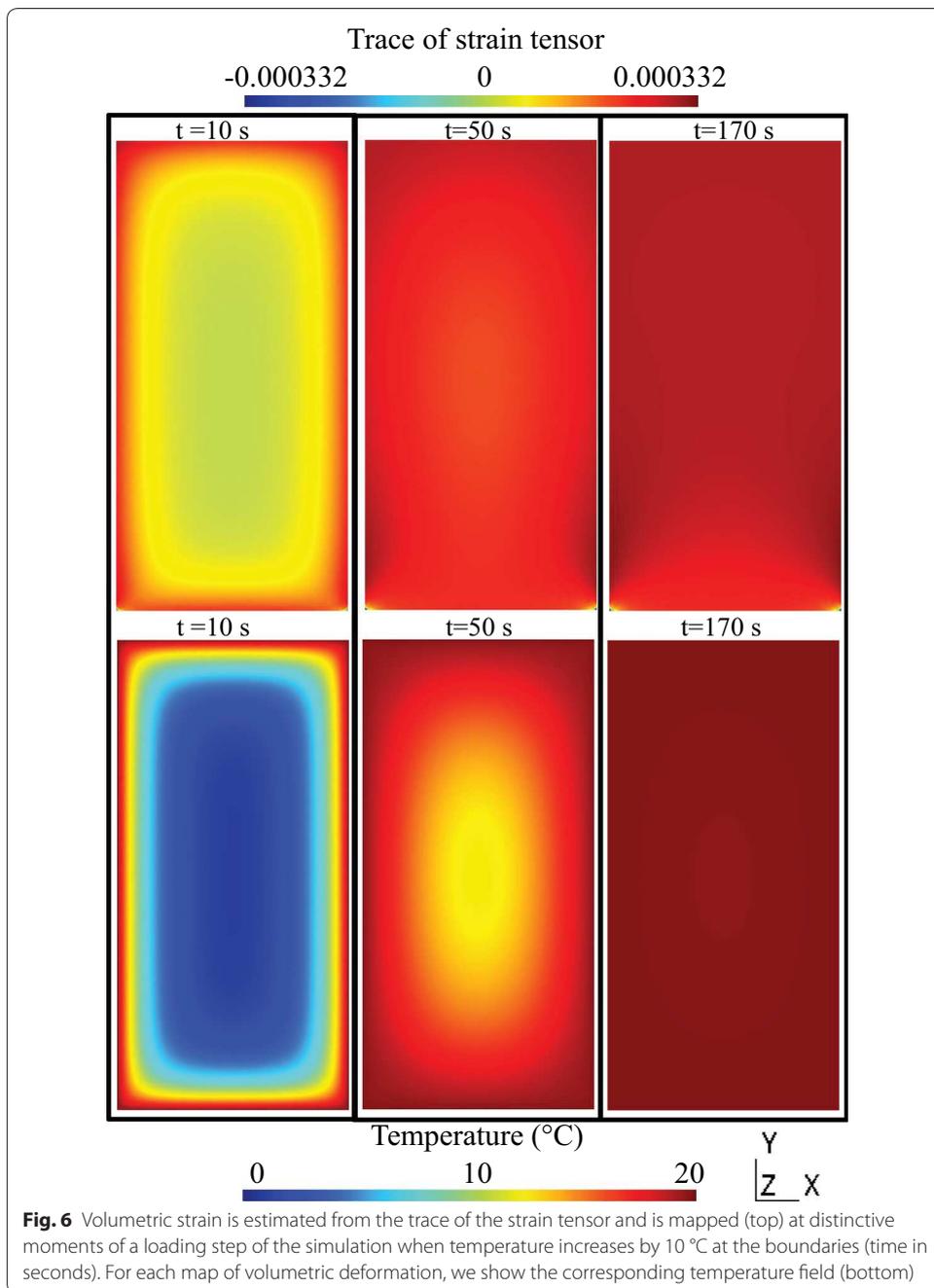


slope of the linear regression at higher frequencies  $s(f_0 = 800$  kHz) and  $s(f_0 = 1000$  kHz) present less than 5% of variations compared with the reference  $s(f_0 = 200$  kHz). This test demonstrates that, even if the inequality for strong scattering is not perfectly fulfilled for  $f_0 = 200$  kHz, it is possible to extract relevant information from the diffuse wavefield at that central frequency.

**Comparison of the mechanical behavior**

The numerical sample intends to reproduce the mechanical behavior of the granite sample used in the laboratory experiments. In the simulation, we focus on the elastic deformation of the sample when the temperature is progressively increased from 20 to 450 °C in 10 °C increments. The mesh grid, which is an input for the wave propagation simulation, is progressively deformed. As the mechanical parameters are considered constant with temperature, the numerical scheme intends to test the effect of the material deformation (in particular of thermal dilatation of the sample), independent of intrinsic perturbations related to inelastic deformation (microcracks, plastic deformation, etc.).

The volumetric deformation is computed as the trace of strain tensor (obtained from *Code\_Aster*): volumetric strain  $e_{vol}$  is the sum of the components  $e_{YY}$  and  $e_{XX}$  of the strain tensor. Figure 6 shows three maps of the volumetric deformation, at the beginning of the heating process ( $t = 10$  s), while temperature diffuses ( $t = 50$  s) and after stabilization of the temperature ( $t = 170$  s), in the simulation. Each map of the volumetric deformation (top panels in Fig. 6) is associated with the corresponding map of the temperature field



(bottom panels). The temperature, recorded at the center of the sample each time a 10 °C increment is set at its boundaries, is also represented in Fig. 3.

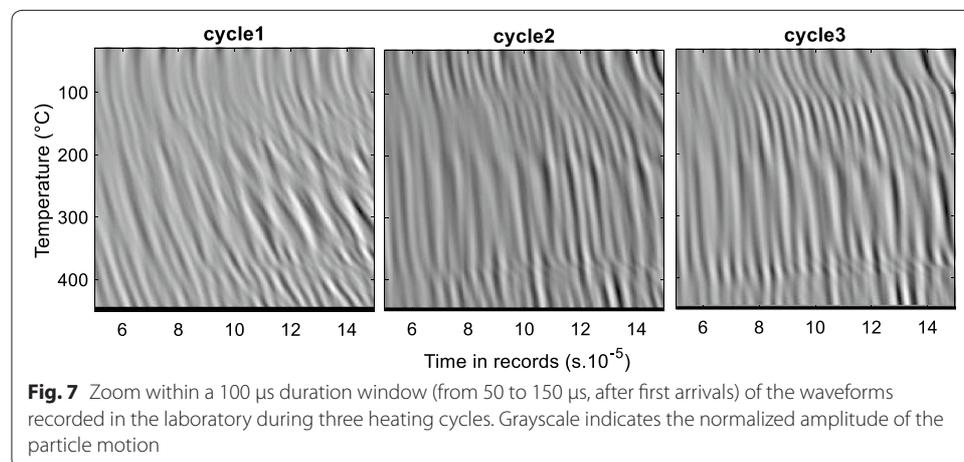
The temporal evolution of the temperature field shows the progressive diffusion of heat within the sample, from the moment the boundary conditions are applied at the boundaries of the sample to the homogenization of the temperature field. The temperature field and the volumetric deformation stabilize after about 100 s. This duration is consistent with the characteristic time of diffusion  $\tau = e^2/D$  computed from the characteristic length of diffusion  $e$  and the thermal diffusivity  $D$ . According to the parameters

chosen in Table 2,  $D = \lambda/\rho \cdot c = 10.0 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ . Considering the size of the sample ( $40 \times 20 \text{ mm}$ ) and the temperature increase imposed at its boundaries, we calculate  $\tau = 100 \text{ s}$ .

Maps generated following the stabilization of the temperature field (170 s) show the homogeneity of the sample deformation. At the bottom of the sample, the strain field is influenced by the specific mechanical boundary condition of the bottom, which is fixed without any horizontal or vertical displacement.

Results obtained in the laboratory, unlike in the simulation, show that permanent changes in microstructure occur with temperature. As the sample is heated for the first time, a high acoustic emission (AE) rate is contemporaneous with large—and mostly permanent—apparent reductions in velocity with temperature (Griffiths et al. 2018). P-wave velocity is reduced by 50% of the initial value at 450 °C, and 40% upon cooling; the relative time shift is positive during heating and negative during cooling and a net apparent decrease in velocity of 17% is highlighted following the first cycle. Griffiths et al. (2018) observed fewer permanent changes in wave velocity during the second heating/cooling cycle, and less again during the third cycle. During these two cycles, the change in velocity was reversible: the velocity decreased by roughly 10% of its initial value when the sample was heated to 450 °C and increased again during cooling. Griffiths et al. (2018) attributed the reversible velocity increase/decrease to the elastic expansion/contraction of crystals, and the associated opening/closing of microcracks.

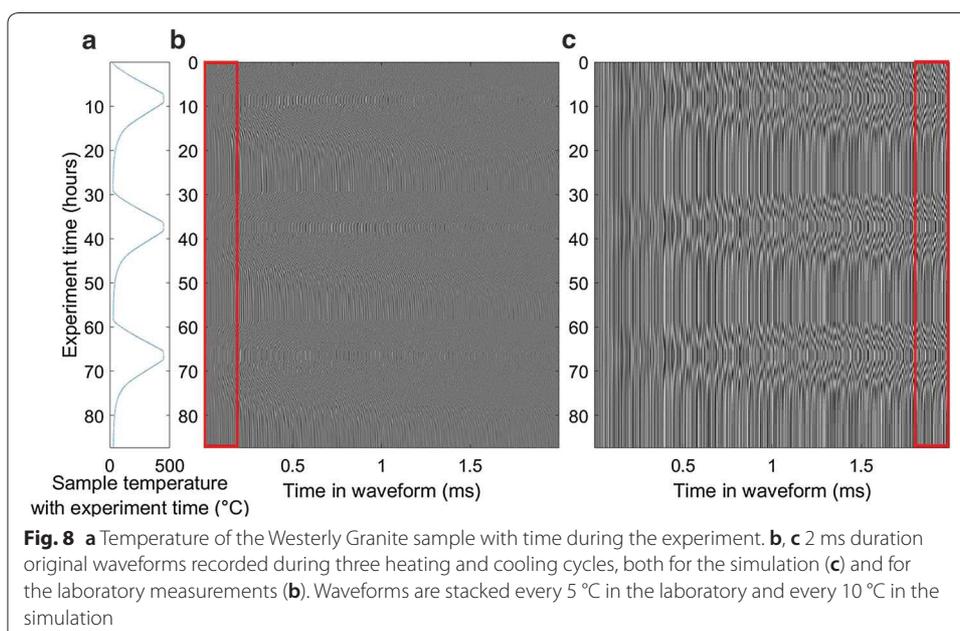
To illustrate this variability of behavior during the cycles of the experiments, the three panels of Fig. 7 show zooms of the waveforms, from 50 to 150  $\mu\text{s}$ . The 100  $\mu\text{s}$  long waveforms recorded during the first, second and third heating of the sample are stacked. The horizontal axis indicates time in the coda, the vertical axis the sample temperature, the gray level the waveform amplitude. Figure 7 first illustrates the “stretching” effect, showing that the arrival times of the scattered waves appear shifted towards later arrival times when the sample temperature rises. The waveform looks like physically stretched when the temperature increases (in opposition to the compression of the waveforms observed during cooling) and the CWI method applied intends to quantify the relative variation of time delays with time,  $\varepsilon = \delta t/t$ . The comparison between the three panels shows then that the amplitude of this stretching phenomenon is different between the first and



subsequent cycles. Indeed, it shows that the amplitude of the relative time delay—with reference to the waveform recorded at ambient temperature—increases significantly from 180 °C, which is not the case during the second and third cycles for which the stretching of the waveforms is more linear with temperature and of similar amplitude. Figure 7 highlights that the irreversible non-linear changes linked to thermal microcracking dominate during the first cycle (Griffiths et al. 2018), but are reduced during subsequent cycles, which are instead dominated by the thermo-elastic deformation of the sample. We compare in the following the simulated CWI measurements to those recorded during the second or third cycle in the laboratory such that the numerical model describes the physics of the experiment.

### CWI results

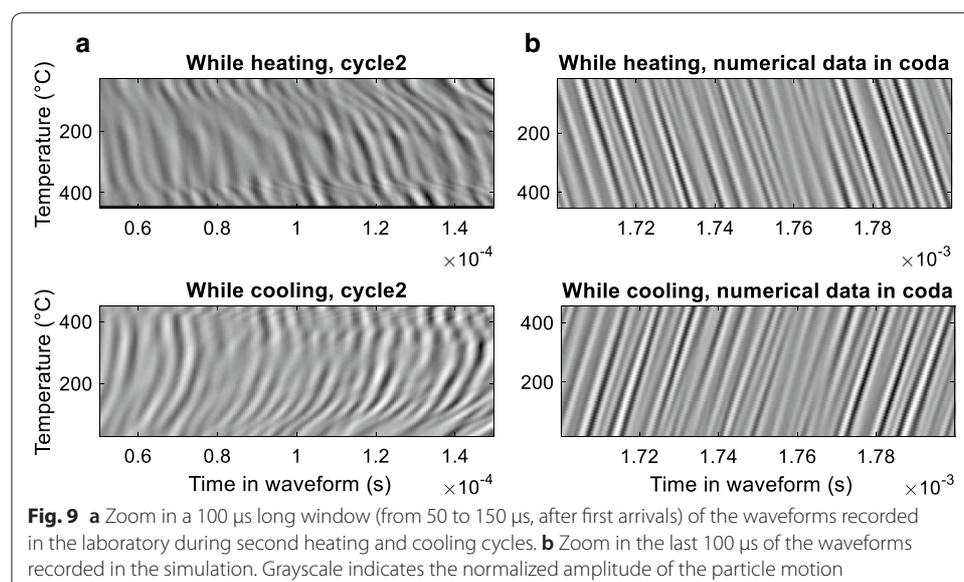
In Fig. 8, we stacked the original waveforms recorded during three heating and cooling cycles, for both the laboratory measurements and the simulation. It enables us to compare the numerical response of the sample of the simulation to the behavior of the real granite sample for a similar thermal loading. Figure 8a shows the temporal evolution of the Westerly Granite sample temperature measured during the experiment. Figure 8b, c presents the 2 ms long waveforms recorded in the laboratory and in the simulation, respectively. The original waveforms recorded in the experiments are stacked every 5 °C and every 10 °C for the simulated recordings. During the first cycle, when large intrinsic variations linked to thermal microcracking dominate the experiments, the simulation results show distinct behavior. During the second and third cycles, the experiments and simulations have a similar linear behavior of relative travel time delay with temperature when thermo-elastic deformation dominates. During these cycles, the acoustic and mechanical behavior of the granitic sample is comparable to that of the sample in the

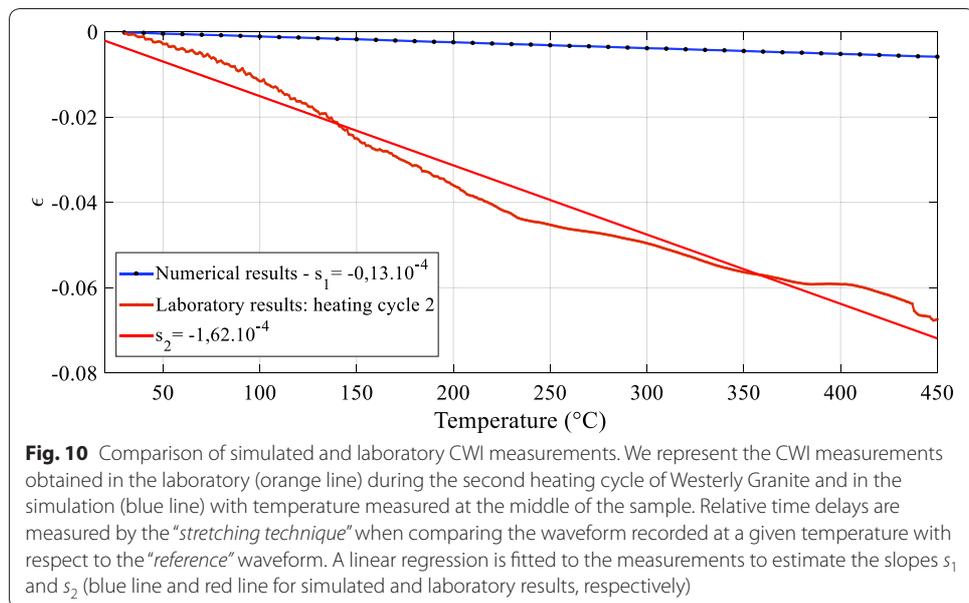


simulation, which allows us to compare the CWI measurements from Griffiths et al. (2018) to the simulated ones.

We zoom in on 100  $\mu\text{s}$  duration windows within the laboratory recordings (Fig. 9a) and in the simulated recordings (Fig. 9b) to visually compare the measurements, with a specific focus on the second heating cycle. The windows selected in the numerical data of Fig. 8 are centered late within the coda (around 1.75 ms) and early for the laboratory records (around 0.1 ms). While the experiments and simulations exhibit similar behavior in terms of time shift, the diffusion of the wavefield due to wave scattering/reflections within the numerical medium is less pronounced than it is in the experimental granite sample: the waveform changes highlighted in each panel of Fig. 9 with heating or cooling show differences between the simulation and the experiment. We expect the grain inclusions in the laboratory granite sample also contribute to diffuse the wavefield, while multiple reflections diffuse the wavefield in the numerical sample considered in the simulation. The comparison of linearized energy density functions led (Fig. 4) already showed that a longer time is required to obtain a diffuse field in the medium of the simulation than in the real granite sample. It is thus necessary to consider that the effect of the thermal loading on the propagated wavefield is more pronounced in the real granite sample than in the simulated medium to exhibit a similar behavior in the selected windows in Fig. 9. The records are compared here visually and we present quantified measurements in the following paragraphs.

The impact of thermal deformation on the wave diffusion was quantified from CWI measurements following both an experimental and a numerical approach. If Figs. 8 and 9 illustrate the similarity in behavior of the CWI during the simulation and the second and third heating cycles in the laboratory, Fig. 10 gives quantified evidence for the similarity in behavior: the laboratory and the simulated CWI results show both a quasi-linear variation of relative time shift  $\varepsilon$  with temperature. We recall that wave velocities are constant in this numerical approach, and that the simulation focuses on the consequences of the





thermo-elastic deformation of the sample. The simulated CWI results monitor the reversible and elastic deformation generated through thermal loading. Interestingly, the phenomenon modeled in our thermo-elastic simulation is shown to be dominant in the granite sample during the second cycle at the laboratory.

If the physics at play prove to be comparable, Fig. 10 also gives quantified arguments of the difference in amplitude between the behavior in the laboratory and in the simulation. Figure 10 shows the linear regressions Eq. (3) fitted to both CWI measurements. The slope  $d\epsilon/dT$  of the linear regression fitted to the numerical results, noted  $s_1$ , is one order of magnitude lower than slope  $s_2$  estimated for laboratory results:  $s_1$  (simulation) represents 8% of  $s_2$  (laboratory). This comparison suggests that even if the behaviors are similar, the sensitivity to temperature is higher in the experiment than in the simulation.

## Discussion

### Thermal expansion effect

Interestingly, the isotropic thermal expansion of the medium is retrieved by the CWI results obtained during the simulation of the thermo-elastic deformation of the medium of the simulation, a homogeneous 2D rectangular sample (Fig. 8). Indeed, slope  $s_1$  equals the isotropic thermal expansion coefficient, which is an input for *Code\_Aster*. The CWI signal measured in the simulation is likened to a deformation signal. To discuss the physical origin of the simulated CWI measurements, we propose to compare these results to those expected due to the medium density changes. In the simulation of the thermo-elastic deformation, density, Young's and bulk modulus and thermal expansion are constant with temperature. The mesh grid is the only evolving parameter during successive steps, which corresponds to constant wave speeds  $v_p$  and  $v_s$ . In a model considering only the effect due to the medium density changes, we show that the relative variation of travel time is related to the volumetric strain by a linear relation with a  $-0.5$  coefficient of proportionality.

Indeed, dilatation will result in a velocity change, according to Eq. (3). Differentiating Eq. (3) leads to the following relation:

$$\delta v/v_0 = 1/2 \cdot \delta E/E - 1/2 \cdot \delta \rho/\rho_0. \quad (10)$$

With a constant bulk modulus  $E$  and a constant mass, with the volume of the sample  $\text{Vol}$ , we expect the following relation between wave velocity changes and volumetric changes:

$$\delta v/v_0 = 1/2 \cdot \delta \text{Vol}/\text{Vol}_0 \quad (11)$$

If we assume an infinitesimal deformation of the sample, we expect the relative variation of volume to equal the volumetric strain  $e_{\text{vol}}$ , such that Eq. (3) yields the linear relation between relative variation of travel time and volumetric deformation with a  $-0.5$  coefficient of proportionality:

$$\delta t/t = -1/2 \cdot e_{\text{vol}}. \quad (12)$$

In our simulation, the volumetric strain is estimated from Eq. (13). With the volumetric thermal expansion coefficient  $\alpha_v$ , a change in temperature  $\delta T$  results in a volumetric deformation:

$$e_{\text{vol}} = \delta \text{Vol}/\text{Vol}_0 = \alpha_v \cdot \delta T. \quad (13)$$

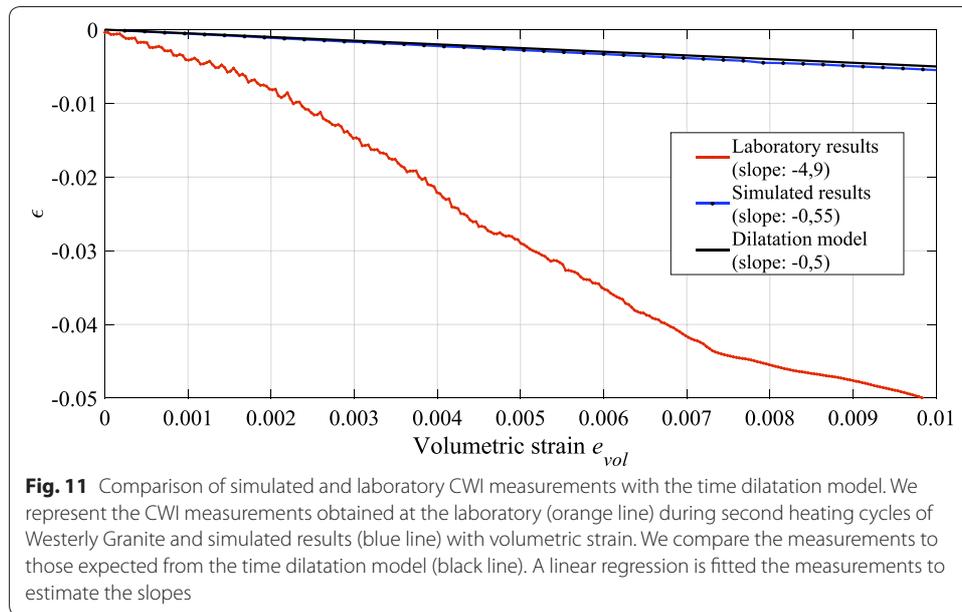
Equation (13) is obtained by integration of the following relation, assuming that the thermal expansion coefficient is isotropic and constant with temperature, and that the volume changes are small compared to the original volume:

$$e_{\text{vol}} = \delta \text{Vol}/\text{Vol}_0 = \exp \left( \int_{T_i}^{T_f} \alpha_v(T) dT \right) - 1. \quad (14)$$

The thermal expansion coefficient equals in our 2D simulation and in the 3D laboratory experiments, respectively, twice and three times the linear isotropic expansion coefficient, inputted in *Code\_Aster*. In Fig. 11, the relative time delay  $\varepsilon$  measured in the laboratory and in the simulation are represented as a function of volumetric strain. The linear regression fitted to the experimental results with a slope of  $-0.55$ , is consistently superimposed on the relative time shifts calculated from Eq. (12) related to the medium density changes. It shows that the CWI signal recorded in the simulation monitors the sample dilatation, supposedly homogeneous.

#### Temperature effects on elastic moduli

The difference in the slopes of the linear regression fitted to the simulated and laboratory CWI results (see Figs. 8, 11), suggest that another mechanism is at play. Microcrack widening might also occur during second and third cycles. The deformation calculated from the thermal expansion coefficient does not explain on its own the larger time shifts measured in the laboratory experiment in the absence of microcracking (i.e., during cycles 2 and 3). Up to now, in the thermo-elastic deformation simulation, we assumed that the density and the bulk and Young's modulus are independent of temperature. However, several measurements show that it is a strong approximation. For example,



Heap and Faulkner (2008) showed that the Young’s modulus of Westerly Granite can decrease significantly with increasing microcrack damage. Heard and Page (1982) show an important effect on bulk modulus  $K$  and Young’s modulus  $E$  for Westerly Granite when temperature is increased to 300 °C. Heard and Page (1982) give measurements of the relative variation of Young’s modulus  $E/E_0$  and of bulk modulus  $K/K_0$  at different confining pressures, where the reference values  $E_0$  and  $K_0$  are measured for maximum confining pressure. For 7.6 MPa—the lowest confining pressure—the ratio  $E/E_0$  varies from 0.5 to 0.25 when the sample is heated up to 300 °C. For a confining pressure of 13.8–27.6 MPa, the ratio  $K/K_0$  also varies from 0.45 to 0.15 in this range of temperature. As these parameters are related to wave velocities, we can expect a significant effect on the wave velocities when a sample is heated up to 450 °C, and independently of the density effects discussed in previous paragraph.

We propose to use the measurements of Heard and Page (1982) to investigate the effect of the temperature dependency of the mechanical parameters on the wave velocities. We used seven measurements of normalized Young’s and bulk modulus  $E/E_0$  and  $K/K_0$  reported in Heard and Page (1982) for temperatures ranging from ambient temperature (20 °C) to 300 °C, for an intact Westerly Granite sample. We calculated the relative variation of P and S-wave speed from their proposed dependency with temperature of the density  $\rho$ , the bulk modulus  $K$  and the Young’s modulus  $E$  using Eqs. (15) and (16):

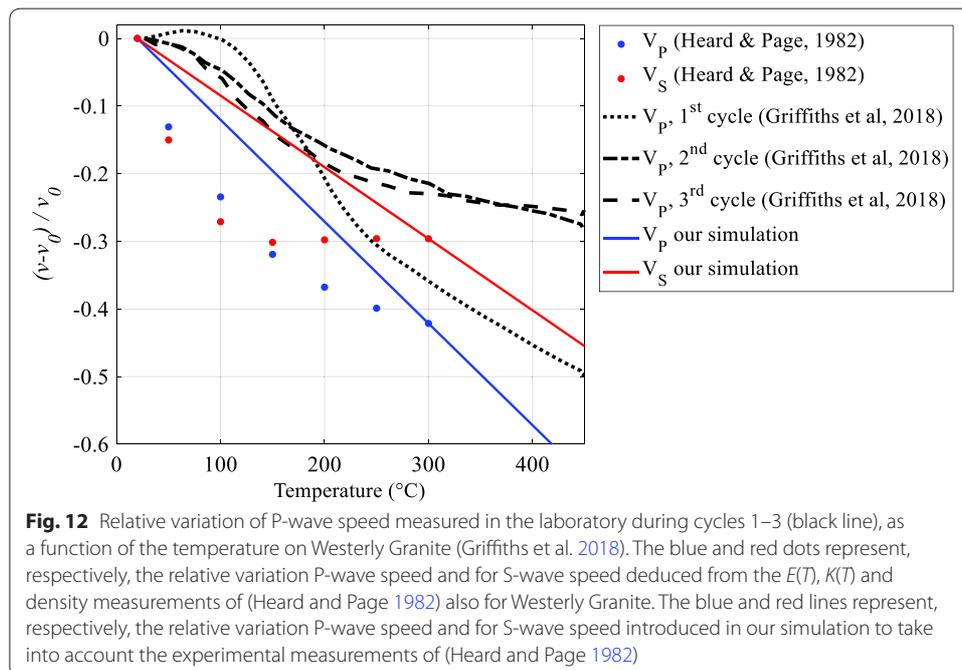
$$v_p = \sqrt{\frac{3 \cdot K \cdot (3 \cdot K + E)}{\rho \cdot (9 \cdot K - E)}} \tag{15}$$

$$v_s = \sqrt{\frac{3 \cdot K \cdot E}{\rho \cdot (9 \cdot K - E)}} \tag{16}$$

Normalized Young’s moduli  $E/E_0$  are chosen at the lowest confining pressure (7.6 MPa). Normalized bulk moduli  $K/K_0$  at temperatures ranging from 150 to 300 °C are also chosen at 7.6 MPa. We inferred the values at lower temperatures (20–150 °C) from the measurements obtained at a higher confining pressure (13 MPa), because the measurements were not collected at 7.6 MPa in this temperature range. The temperature dependency of the density is obtained from Eq. (17), where the volumetric coefficient of thermal expansion  $\alpha_v$  is constant with temperature:

$$\rho(T) = \rho(T_0) / (1 + \alpha_v \cdot \delta T). \tag{17}$$

In Fig. 12, we compared the relative variation of P and S-wave velocities calculated from Eqs. (15) and (16) to the relative variation of P-wave velocities calculated from the first arrival times measured in the laboratory for the Westerly Granite sample during the three repeated cycles (Griffiths et al. 2018). In Fig. 12, we represent the relative wave velocity variations with temperature obtained either from a direct measurement of Griffiths et al. (2018) (dashed lines) or from an indirect computation using the measurements of density and bulk and Young’s moduli from Heard and Page (1982) (colored lines). The comparison aims to evaluate the relevance of including the dependence with temperature of the mechanical parameters into the simulation. The large relative velocity variations deduced from the temperature dependence of the bulk and Young’s moduli with temperature from Heard and Page (1982) are closer in amplitude and in temperature gradient to the measurements during the first cycle of Griffiths et al. (2018). Importantly, relative bulk moduli and Young’s moduli used in the calculations are obtained from measurements on an intact Westerly Granite sample, which corresponds to the case of the first heating cycle in the laboratory experiments of Griffiths et al. (2018). It is different for the second and third cycles, previously used as a reference when comparing CWI results, as irreversible changes in wave velocities were already observed during

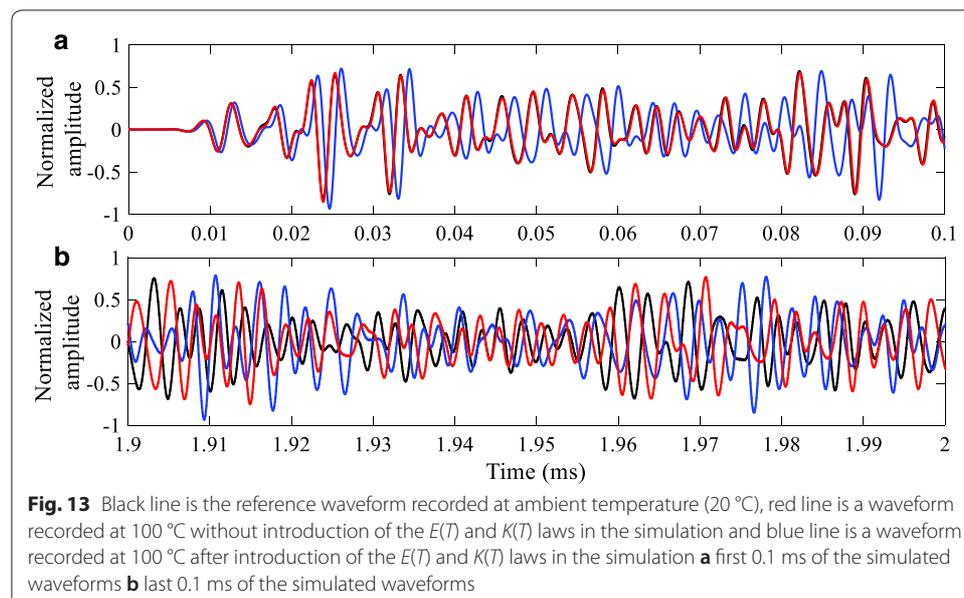


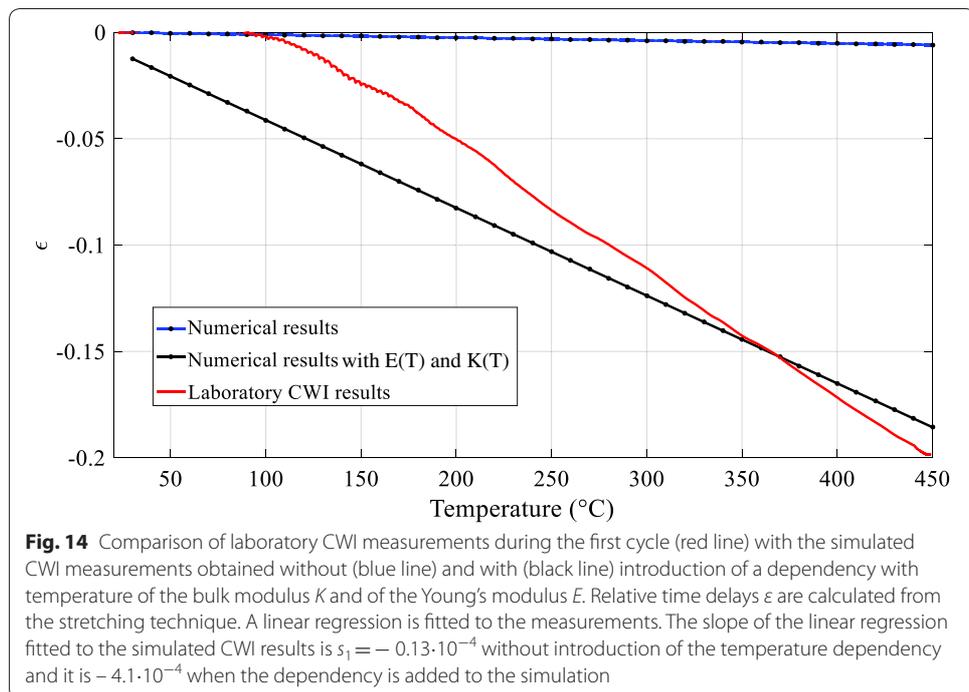
the previous cycle and linked to microcracking. This dependence with temperature of the mechanical parameters is expected to explain part of the difference in behaviors, as reported in Fig. 12.

To test the influence of the dependence in temperature of the elastic parameters  $\rho(T)$ ,  $E(T)$  and  $K(T)$ , we performed complementary simulations, where the temperature dependence is introduced. We included the following laws in the simulation to take into account the experimental results of Heard and Page (1982), where  $T$  is the temperature ( $^{\circ}\text{C}$ ):  $\nu_p(T) = -7.19 \cdot T + 4.92 \cdot 10^3$  and  $\nu_s(T) = -2.79 \cdot T + 2.70 \cdot 10^3$ . Figure 12 includes the relative variation of P and S-wave velocities associated to these laws (colored lines) to show the link between the experimental measurements of Heard and Page (1982) and the dependence included in the simulation. The temperature dependence of density is obtained from Eq. (17).

Figure 13 shows that the decrease in wave speed with increasing temperature results in the stretching of the waveforms recorded in the simulation. The delays measured between the “reference” and “perturbed” waveforms at a given temperature (for example  $T=100\text{ }^{\circ}\text{C}$  in Fig. 13) are higher when we include the temperature dependence of the mechanical parameters. Figure 13a shows that differences are present between the first 0.1 ms of the “reference” and “perturbed” waveform only when the effect of the temperature on the modules is included in the simulation. In Fig. 13b, a difference is already highlighted between the “reference” and “perturbed” without temperature dependence of the moduli, but it is exacerbated with the introduction of the  $E(T)$ ,  $K(T)$  and  $\rho(T)$  laws in the simulation. It results in an increase of the relative time shifts  $\varepsilon$  measured with reference to the waveform recorded at ambient temperature ( $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ ).

Figure 14 compares the CWI measurements obtained at the laboratory during the first cycle for an intact sample (red line) with those simulated with (black line) and without (blue line) the introduction of the temperature dependence of the mechanical parameters. The CWI results obtained in the experiments (red line) are better modeled by





the complementary simulation (black line) than without addition of the temperature dependence of  $E$  and  $K$ . The CWI measurements overestimate the experimental results obtained during cycle two and three, because they include partial thermal damage microcracking that are less important in the experimental results chosen for comparison in “CWI results”. During the first cycle, the intact sample is subject to large velocities perturbations, which are retrieved in the simulation from the time dependence of the density, Young's modulus and bulk modulus. This result and the difference between the simulations and the experiments in cycles 2 and 3 indicate still a softening of the sample during each heating cycle, unexplained by deformation alone.

### Geothermal implications

In the context of geotechnical activities, it is of primary interest to understand the physical and mechanical properties of the rock mass stimulated by human activities such as mining, hydraulic fracturing, oil and gas production, waste and  $\text{CO}_2$  storage, and heat and water extraction or injection. For geothermal applications this monitoring is crucial as large-volume fluid injections and extractions can produce changes in the local stress field resulting in triggered instabilities which may increase the seismic risk in regions of little natural seismicity (e.g., Ellsworth 2013). Today, most monitoring methods used to study reservoir behavior are based on microseismicity (Shapiro 2008). Induced seismicity can indeed provide estimates of rock properties following hydraulic stimulations and can be used to assess the stress field and the resulting seismic hazard (e.g., Shapiro et al. 2007; Bachmann et al. 2011). However, such methods cannot be used as efficiently when the reservoir has matured and as the induced seismicity drops significantly when the fractured percolation networks are established (Schoenball et al. 2014). For a few years, CWI has provided a new tool to monitor the time evolution of geological

structures such as mud landslides, fault zones, the water table, etc. (e.g., Mainsant et al. 2012; Brenguier et al. 2008; Hillers et al. 2015a; Lecocq et al. 2017). When applied on coda waves reconstructed from ambient seismic noise, CWI allows us to monitor active structures without the use of microseismicity, which opens perspectives for its application to monitor geothermal activities in several locations such as St. Gallen, Switzerland (Obermann et al. 2015), Basel, Switzerland (Hillers et al. 2015b) and Rittershoffen, France (Lehuteur et al. 2014, 2017), where a deep geothermal plant (2500 m) is installed (Baujard et al. 2017). CWI, therefore, emerges as a powerful tool to monitor geothermal reservoirs and could help guide stimulation strategies designed to boost reservoir productivity.

The work presented in this study will assist the interpretations of CWI at existing and future geothermal sites within the Upper Rhine Graben. Seismic interferometry studies generally assume that velocity changes dominate the CWI signals such that they commonly neglect the contribution of deformation on the signal. The specificity of our thermo-elastic deformation simulation is the constant wave velocity and the interpretation of the relative time shifts as a deformation signal induced by the thermal dilatation of the sample. The addition of the temperature dependence of the mechanical parameters enables us to model large wave velocity variations induced by the temperature dependency. The measured relative time shifts  $\varepsilon$  could be interpreted in the field by slight changes in the stress state in a reservoir rock mass due to thermal fluctuations, which opens perspectives for potential detection by these methods of stress changes during stimulation or exploitation.

The combination of laboratory experiments with numerical simulations also allows to us discuss the relative influences of the physical properties at the origins of the delays measured in CWI. Laboratory measurements embrace all the distinctive contributions to the signal (i.e., changes in properties such as velocity, attenuation, anisotropy, and scattering properties). The comparison of CWI measurements obtained in the simulation with those computed for real laboratory experiments opens real perspectives to distinguish the physical processes of the measured time shifts. Such a comparison is applied here to the cycle heating of Westerly Granite, which is a relevant context when dealing with thermally dynamic environments such as geothermal reservoirs. If the simulation isolates the reversible elastic response of the sample to the thermal loading, the difference in CWI results suggest that there are other reversible deformation mechanisms at play in the laboratory experiments. This comparison of results highlights the partitioning between the different physical processes responsible for time delay in CWI measurements. The discrimination between the different effects induced by thermal variations—changes of properties, such as velocity, attenuation, anisotropy, and scattering properties—of the delays measured with CWI type of signals remains challenging. However, the 8% ratio highlighted in our study when comparing the slopes  $d/dT$  of the linear regression fitted to simulated and laboratory CWI results, provides a first estimate of the thermal strain contribution to CWI measurements. Therefore, the interferometry technique could potentially detect stress changes linked to a reservoir thermal variation during stimulation or exploitation which could help to guide stimulation strategies designed to optimize reservoir productivity.

## Conclusions

This study consists of a comparison of CWI results obtained from two recently developed approaches and aims at monitoring changes within a dispersive Westerly Granite sample heated up to 450 °C. The first approach is a laboratory experiment, in which the granite sample is submitted to three successive heating/cooling cycles (Griffiths et al. 2018). Griffiths et al. (2018) highlighted strong irreversible changes during the first cycle and reversible changes in second and third cycles. This laboratory experiment is duplicated in a numerical scheme developed by Azzola et al. (2018) that aims to explain part of the CWI signal measured in the experiments. An important simplification of the numerical modeling is the definition of a homogeneous sample with representative elastic moduli and thermal expansion coefficient but where scattering is only obtained from multi-reflections on the boundaries. Interestingly, such a numerical approach shows the specific effect of the thermo-elastic deformation of the sample, while all the distinctive contributions to the experimental CWI signal are embraced at once in the experiment. In the simulation, when we assume that the coefficient of thermal expansion, the bulk modulus and the Young's modulus are constant with temperature, the two main results are as follows:

1. The isotropic thermal expansion of the medium is retrieved from the relative variation of delay  $\varepsilon = t/t$  measured in the simulation with temperature  $T$ . CWI results obtained from the simulation in a homogeneous 2D rectangular sample consist of a deformation signal, due to the elastic and homogeneous deformation of the sample.
2. Comparison with the CWI signal measured under comparable conditions at the laboratory shows that the relative variation of delays  $\varepsilon$  measured in the simulation are significantly lower (12 times) than in the simulated experiments, as depicted by the slopes  $d/dT$  of the linear regression fitted to simulated and laboratory CWI results, noted, respectively,  $s_1$  and  $s_2$  (Fig. 10). In the experiments, and in the absence of microcracking (i.e., during cycles 2 and 3), deformation alone only partly explains the impact of temperature changes on CWI measurements.

To discuss the highlighted difference, we propose to additionally model the temperature dependence of the elastic moduli. Complementary simulations explain the higher magnitude for the relative variation of delays measured in the experiments when adding the temperature dependency of the linear thermal expansion coefficient  $\alpha$ , of the bulk modulus and of the Young's modulus (Heard and Page 1982). This work opens a potential use of CWI for the monitoring of thermal changes in deep geothermal reservoirs.

### Authors' contributions

JA performed the modeling, under the guidance of JS, DZ, VM, and FM. LG performed the laboratory experiment, under the supervision of MJH, PB, and JS. JA wrote the manuscript, with help from all the co-authors. All authors read and approved the final manuscript.

### Author details

<sup>1</sup> Institut de Physique du Globe de Strasbourg, Université de Strasbourg/EOST, Strasbourg, France. <sup>2</sup> Petroleumsgéomekanikk og geofysikk, NGI (Norwegian Geotechnical Institute), Oslo, Norway. <sup>3</sup> ICUBE, Illkirch, France.

### Acknowledgements

The authors would like to thank Bertrand Renaudié for sample preparation and Alexandre Schubnel for kindly furnishing the block of Westerly Granite (with the help of Lucas Pimienta), and Alain Steyer and Laurent Rihouey for their help with the construction of the experimental setup. We acknowledge in particular the important contribution of Olivier Lengliné in the setup of the experimental device and in the interpretation of the experimental data. For the use of SPECFEM2D, a free software downloadable at <https://github.com/geodynamics/specfem2d.git>, we thank the Computational Infrastructure for Geodynamics (<http://geodynamics.org>) which is funded by the National Science Foundation under awards EAR-0949446 and EAR-1550901. For the use of Code\_Aster, which is also a free software downloadable at <https://www.code-aster.org/V2/spip.php?rubrique7>, we thank Electricité de France (EDF).

### Competing interests

The authors declare that they have no competing interests.

### Availability of data and materials

The DOI of the data presented here is <https://doi.org/10.6084/m9.figshare.6226874>.

### Funding

This work has been published under the framework of the LABEX ANR- 11-LABX-0050-G-EAU- THERMIE-PROFONDE and benefits from a funding from the state managed by the French National Research Agency (ANR) as part of the 'Investments for the Future' program. We acknowledge ANR grant CANTARE (ANR-15-CE06-0014-01). It has also been funded by the EU projects DESTRESS (EU H2020 research and innovation program, grant agreement No. 691728).

### Publisher's Note

Springer Nature remains neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.

Received: 15 May 2018 Accepted: 5 October 2018

Published online: 25 October 2018

### References

- Aichholzer C, Durringer P, Orciani S, Genter A. New stratigraphic interpretation of the Soultz-sous-Forêts 30-year-old geothermal wells calibrated on the recent one from Rittershoffen (Upper Rhine Graben, France). *Geotherm Energy*. 2016;4:13. <https://doi.org/10.1186/s40517-016-0055-7>.
- Azzola J, Schmittbuhl J, Zigone D, Magnenet V, Masson F. Direct modeling of the mechanical strain influence on coda wave interferometry. *J Geophys Res Solid Earth*. 2018;123:3160–77. <https://doi.org/10.1002/2017JB015162>.
- Bachmann CE, Wiemer S, Woessner J, Hainzl S. Statistical analysis of the induced Basel 2006 earthquake sequence: introducing a probability-based monitoring approach for enhanced geothermal systems. *Geophys J Int*. 2011;186:793–807. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2011.05068.x>.
- Baujard C, Genter A, Dalmais E, Maurer V, Hehn R, Rosillette R, Vidal J, Schmittbuhl J. Hydrothermal characterization of wells GRT-1 and GRT-2 in Rittershoffen, France: implications on the understanding of natural flow systems in the rhine graben. *Geothermics*. 2017;65:255–68. <https://doi.org/10.1016/j.geothermics.2016.11.001>.
- Brace WF, Paulding BW, Scholz C. Dilatancy in the fracture of crystalline rocks. *J Geophys Res*. 1966;71:3939–53. <https://doi.org/10.1029/JZ071i016p03939>.
- Brace WF, Walsh JB, Frangos WT. Permeability of granite under high pressure. *J Geophys Res*. 1968;73:2225–36. <https://doi.org/10.1029/JB073i006p02225>.
- Brenguier F, Campillo M, Hadziioannou C, Shapiro N, Nadeau RM, Larose E. Postseismic relaxation along the San Andreas fault at Parkfield from continuous seismological observations. *Science*. 2008;321(5895):1478–81.
- Campillo M, Roux P. Crust and lithospheric structure-seismic imaging and monitoring with ambient noise correlations. 2015.
- Chaki S, Takarli M, Agbodjan WP. Influence of thermal damage on physical properties of a granite rock: porosity, permeability and ultrasonic wave evolutions. *Constr Build Mater*. 2008;22:1456–61. <https://doi.org/10.1016/j.conbuildmat.2007.04.002>.
- Dainty AM, Toksoz MN. Elastic wave propagation in a highly scattering medium—a diffusion approach. *J Geophys Res*. 1977;82:375–88.
- Dainty AM, Toksoz MN. Seismic codas on the earth and the moon: a comparison. *Phys Earth Planet Interior*. 1981;26:250–60. [https://doi.org/10.1016/0031-9201\(81\)90029-7](https://doi.org/10.1016/0031-9201(81)90029-7).
- Darot M, Reuschlé T. Acoustic wave velocity and permeability evolution during pressure cycles on a thermally cracked granite. *Int J Rock Mech Min Sci*. 2000;37:1019–26. [https://doi.org/10.1016/S1365-1609\(00\)00034-4](https://doi.org/10.1016/S1365-1609(00)00034-4).
- David C, Menéndez B, Darot M. Influence of stress-induced and thermal cracking on physical properties and microstructure of La Peyratte granite. *Int J Rock Mech Min Sci*. 1999;36:433–48. [https://doi.org/10.1016/S0148-9062\(99\)00010-8](https://doi.org/10.1016/S0148-9062(99)00010-8).
- Dezayes C, Valley B, Maqua E, Syren G, Genter A. Natural fracture system of the Soultz granite based on UBI data in the GPK3 and GPK4 wells. In: Proceedings of the EHDRA scientific conference. Soultz-sous-Forêts France; 2005. p. 9.
- Dwivedi RD, Goel RK, Prasad VVR, Sinha A. Thermo-mechanical properties of Indian and other granites. *Int J Rock Mech Min Sci* 2008;45(3):303–15. <https://doi.org/10.1016/j.ijrmms.2007.05.008>.
- Ellsworth WL. Injection-induced earthquakes. *Science*. 2013;341:6142. <https://doi.org/10.1126/science.1225942>.
- Fredrich JT, Wong T. Micromechanics of thermally induced cracking in three crustal rocks. *J Geophys Res Solid Earth*. 1986;91:12743–64. <https://doi.org/10.1029/JB091iB12p12743>.
- Genter A, Traineau H. Analysis of macroscopic fractures in granite in the HDR geothermal well EPS-1, Soultz-sous-Forêts, France. *J Volcanol Geotherm Res*. 1996;72:121–41. [https://doi.org/10.1016/0377-0273\(95\)00070-4](https://doi.org/10.1016/0377-0273(95)00070-4).

- Gérard A, Kappelmeyer O. The Soultz-sous-Forêts project. *Geothermics*. 1987;16:393–9. [https://doi.org/10.1016/0375-6505\(87\)90018-6](https://doi.org/10.1016/0375-6505(87)90018-6).
- Gérard A, Genter A, Kohl T, Lutz P, Rose P, Rummel F. The deep EGS (enhanced geothermal system) project at Soultz-sous-Forêts (Alsace, France). Pergamon. 2006.
- Géraud Y. Variations of connected porosity and inferred permeability in a thermally cracked granite. *Geophys Res Lett*. 1994;21:979–82. <https://doi.org/10.1029/94GL00642>.
- Grêt A, Snieder R, Scales J. Time-lapse monitoring of rock properties with coda wave interferometry. *J Geophys Res Solid Earth*. 2006;111(3):1–11. <https://doi.org/10.1029/2004JB003354>.
- Griffiths L, Heap MJ, Wang F, Daval D, Gilg HA, Baud P, Schmittbuhl J, Genter A. Geothermal implications for fracture-filling hydrothermal precipitation. *Geothermics*. 2016;64:235–45. <https://doi.org/10.1016/j.geothermics.2016.06.006>.
- Griffiths L, Heap MJ, Baud P, Schmittbuhl J. Quantification of microcrack characteristics and implications for stiffness and strength of granite. *Int J Rock Mech Min Sci*. 2017;100:138–50. <https://doi.org/10.1016/j.ijrmms.2017.10.013>.
- Griffiths L, Lengliné O, Heap MJ, Baud P, Schmittbuhl J. Thermal cracking in westerly granite monitored using direct wave velocity, coda wave interferometry, and acoustic emissions. *J Geophys Res Solid Earth*. 2018;123(3):2246–61. <https://doi.org/10.1002/2017JB015191>.
- Heap MJ, Faulkner DR. Quantifying the evolution of static elastic properties as crystalline rock approaches failure. *Int J Rock Mech Min Sci*. 2008;45:564–73. <https://doi.org/10.1016/j.ijrmms.2007.07.018>.
- Heap MJ, Kushnir AR, Gilg HA, Wadsworth FB, Reuschlé T, Baud P. Microstructural and petrophysical properties of the Permo-Triassic sandstones (Buntsandstein) from the Soultz-sous-Forêts geothermal site (France). *Geotherm Energy*. 2017;5:26.
- Heard HC, Page L. Elastic moduli, thermal expansion, and inferred permeability of two granites to 350 °C and 55 megapascals. *J Geophys Res*. 1982;87:9340. <https://doi.org/10.1029/JB087iB11p09340>.
- Hennino R, Trégouères N, Shapiro NM, Margerin L, Campillo M, van Tiggelen BA, Weaver RL. Observation of equipartition of seismic waves. *Phys Rev Lett*. 2001;86(15):3447–50. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.3447>.
- Hillers G, Husen S, Obermann A, Planès T, Campillo M, Larose E. Noise based monitoring and imaging of aseismic transient deformations induced by the 2006 Basel reservoir stimulations. *Geophysics*. 2015a;80:4. <https://doi.org/10.1190/GEO2014-0455.1>.
- Hillers G, Ben-Zion Y, Campillo M, Zigone D. Seasonal variations of seismic velocities in the San Jacinto Fault area observed with ambient seismic noise. *Geophys J Int*. 2015b;202:920–32. <https://doi.org/10.1093/gji/ggv151>.
- Hooijkaas GR, Genter A, Dezayes C. Deep-seated geology of the granite intrusions at the Soultz EGS site based on data from 5 km-deep boreholes. *Geothermics*. 2006;35:484–506. <https://doi.org/10.1016/j.geothermics.2006.03.003>.
- Huenges E, Ledru P. *Geothermal energy systems: exploration, development, and utilization*. New York: Wiley; 2011.
- Komatitsch D, Vilotte J-P. The spectral element method: an efficient tool to simulate the seismic response of 2D and 3D geological structures. *Bull Seismol Soc Am*. 1998;88:368–92.
- Kranz RL. Microcracks in rocks: a review. *Tectonophysics*. 1983;100:449–80. [https://doi.org/10.1016/0040-1951\(83\)90198-1](https://doi.org/10.1016/0040-1951(83)90198-1).
- Kushnir ARL, Heap MJ, Baud P. Assessing the role of fractures on the permeability of the Permo-Triassic sandstones at the Soultz-sous-Forêts (France) geothermal site. *Geothermics*. 2018a;74:181–9. <https://doi.org/10.1016/j.geothermics.2018.03.009>.
- Kushnir ARL, Heap MJ, Baud P, Gilg HA, Reuschlé T, Lerouge C, Dezayes C, Düringer P. Characterizing the physical properties of rocks from the Paleozoic to Permo-Triassic transition in the Upper Rhine Graben. *Geotherm Energy*. 2018b;6:16. <https://doi.org/10.1186/s40517-018-0103-6>.
- Larose E, Hall S. Monitoring stress related velocity variation in concrete with a  $2 \times 10^{-5}$  relative resolution using diffuse ultrasound. *J Acoust Soc Am*. 2009;125:1853–6. <https://doi.org/10.1121/1.3079771>.
- Lecocq T, Longuevergne L, Pedersen HA, Brenguier F, Stammler K. Monitoring ground water storage at mesoscale using seismic noise: 30 years of continuous observation and thermo-elastic and hydrological modeling. *Sci Rep*. 2017;7:14241. <https://doi.org/10.1038/s41598-017-14468-9>.
- Ledésert B, Hebert R, Genter A, Bartier D, Clauer N, Grall C. Fractures, hydrothermal alterations and permeability in the Soultz Enhanced Geothermal System. *Comptes Rendus Geosci*. 2010;342:607–15.
- Lehuteur M, Vergne J, Schmittbuhl J, Maggi A. Investigating a deep geothermal reservoir using ambient noise correlation. In: EGU general assembly conference abstracts. 2014.
- Lehuteur M, Vergne J, Maggi A, Schmittbuhl J. Ambient noise tomography with non-uniform noise sources and low aperture networks: case study of deep geothermal reservoirs in northern Alsace, France. *Geophys J Int*. 2017;208:193–210. <https://doi.org/10.1093/gji/ggw373>.
- Lockner DA. A generalized law for brittle deformation of Westerly Granite. *J Geophys Res Solid Earth*. 1998;103:5107–23. <https://doi.org/10.1029/97JB03211>.
- Lu S-M. A global review of enhanced geothermal system (EGS). *Renew Sustain Energy Rev*. 2018;81:2902–21.
- Mainsant G, Larose E, Brönnimann C, Jongmans D, Michoud C, Jaboyedoff M. Ambient seismic noise monitoring of a clay landslide: toward failure prediction. *J Geophys Res Earth Surf*. 2012;117:n/a–n/a. <https://doi.org/10.1029/2011JF002159>.
- Maqsood A, Gul IH, Anisur-Rehman M. Thermal transport properties of granites in the temperature range 253–333 K. *J Phys Appl Phys*. 2004;37:1405–9. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/37/9/016>.
- Meredith PG, Main IG, Clint OC, Li L. On the threshold of flow in a tight natural rock. *Geophys Res Lett*. 2012;39:n/a–n/a. <https://doi.org/10.1029/2011GL050649>.
- Nakamura Y. Seismic energy transmission in an intensively scattering environment. *J Geophys Z Geophys*. 1977;43:389–99.
- Nasseri MHB, Schubnel A, Young RP. Coupled evolutions of fracture toughness and elastic wave velocities at high crack density in thermally treated Westerly Granite. *Int J Rock Mech Min Sci*. 2007;44:601–16. <https://doi.org/10.1016/j.ijrmms.2006.09.008>.

- Nasseri MHB, Schubnel A, Benson PM, Young RP. Common evolution of mechanical and transport properties in thermally cracked westerly granite at elevated hydrostatic pressure. *Pure Appl Geophys.* 2009;166:927–48. <https://doi.org/10.1007/s00024-009-0485-2>.
- Obermann A, Kraft T, Larose E, Wiemer S. Potential of ambient seismic noise techniques to monitor the St. Gallen geothermal site (Switzerland). *J Geophys Res.* 2015. <https://doi.org/10.1002/2014jb011817>.
- Olasolo P, Juárez MC, Morales MP, Liarte IA. Enhanced geothermal systems (EGS): a review. *Renew Sustain Energy Rev.* 2016;56:133–44.
- Olivier G, Brenguier F, Campillo M, Lynch R, Roux P. Body-wave reconstruction from ambient seismic noise correlations in an underground mine. *Geophysics.* 2015;80(3):KS11–25. <https://doi.org/10.1190/geo2014-0299.1>.
- Park C, Synn JH, Shin HS, Cheon DS, Lim HD, Jeon SW. An experimental study on the thermal characteristics of rock at low temperatures. *Int J Rock Mech Min Sci.* 2004;41:367–8.
- Planès T, Larose E. A review of ultrasonic Coda Wave Interferometry in concrete. *Cem Concr Res.* 2013;53:248–55. <https://doi.org/10.1016/j.cemconres.2013.07.009>.
- Poupinet G, Ellsworth WL, Frechet J. Monitoring velocity variations in the crust using earthquake doublets: an application to the Calaveras Fault, California. *J Geophys Res Solid Earth.* 1984;89(B7):5719–31. <https://doi.org/10.1029/JB089iB07p05719>.
- Ratdomopurbo A, Poupinet G. Monitoring a temporal change of seismic velocity in a volcano: application to the 1992 eruption of Mt. Merapi (Indonesia). *Geophys Res Lett.* 1995;22(7):775–8. <https://doi.org/10.1029/95GL00302>.
- Roberts PM, Phillips WS, Fehler MC. Development of the active doublet method for measuring small velocity and attenuation changes in solids. *J Acoust Soc Am.* 1992;91(6):3291–302. <https://doi.org/10.1121/1.402864>.
- Ryzhik L, Papanicolaou G, Keller JB. Transport equations for elastic and other waves in random media. *Wave Motion.* 1996;24(4):327–70. [https://doi.org/10.1016/S0165-2125\(96\)00021-2](https://doi.org/10.1016/S0165-2125(96)00021-2).
- Schoenball M, Dorbath L, Gaucher E, Wellmann JF, Kohl T. Change of stress regime during geothermal reservoir stimulation. *Geophys Res Lett.* 2014;41:1163–70. <https://doi.org/10.1002/2013GL058514>.
- Schön SJ. Thermal properties. In: Handbook of petroleum exploration and production. Amsterdam: Elsevier; 2011. p. 337–72. [https://doi.org/10.1016/S1567-8032\(11\)08009-8](https://doi.org/10.1016/S1567-8032(11)08009-8).
- Sens-Schönfelder C, Wegler U. Passive image interferometry and seasonal variations of seismic velocities at Merapi Volcano, Indonesia. *Geophys Res Lett.* 2006;33. <https://doi.org/10.1029/2006GL027797>.
- Shapiro SA. Microseismicity: a tool for reservoir characterization. Houston: EAGE Publications bv; 2008.
- Shapiro SA, Dinske C, Kummerow J. Probability of a given-magnitude earthquake induced by a fluid injection. *Geophys Res Lett.* 2007;34:L22314. <https://doi.org/10.1029/2007GL031615>.
- Siratovich PA, Villeneuve MC, Cole JW, Kennedy BM, Bégué F. Saturated heating and quenching of three crustal rocks and implications for thermal stimulation of permeability in geothermal reservoirs. *Int J Rock Mech Min Sci.* 2015;80:265–80. <https://doi.org/10.1016/j.ijrmm.2015.09.023>.
- Snieder R. Coda wave interferometry for estimating nonlinear behavior in seismic velocity. *Science.* 2002;295(5563):2253–5. <https://doi.org/10.1126/science.1070015>.
- Snieder R. The theory of coda wave interferometry. *Pure Appl Geophys.* 2006;163:455–73. <https://doi.org/10.1007/s00024-005-0026-6>.
- Somerton WH. Thermal properties and temperature-related behavior of rock/fluid systems. Amsterdam: Elsevier; 1992.
- Stehly L, Campillo M, Shapiro NM. Traveltime measurements from noise correlation: stability and detection of instrumental time-shifts. *Geophys J Int.* 2007;171:223–30. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2007.03492.x>.
- Thirumalai K, Demou SG. Thermal expansion behavior of intact and thermally fractured mine rocks. Reston: ASCE; 1974. p. 60–71. <https://doi.org/10.1063/1.2945937>.
- Villeneuve MC, Heap MJ, Kushnir AR, Qin T, Baud P, Zhou G, Xu T. Estimating in situ rock mass strength and elastic modulus of granite from the Soultz-sous-Forêts geothermal reservoir (France). *Geotherm Energy.* 2018;6:11. <https://doi.org/10.1186/s40517-018-0096-1>.
- Violay M, Heap MJ, Acosta M, Madonna C. Porosity evolution at the brittle–ductile transition in the continental crust: implications for deep hydro-geothermal circulation. *Sci Rep.* 2017;7:7705. <https://doi.org/10.1038/s41598-017-08108-5>.
- Wang HF, Bonner BP, Carlson SR, Kowallis BJ, Heard HC. Thermal stress cracking in granite. *J Geophys Res.* 1989;94:1745. <https://doi.org/10.1029/JB094iB02p01745>.
- Weaver RL. On diffuse waves in solid media. *J Acoust Soc Am.* 1982;71(6):1608–9. <https://doi.org/10.1121/1.387816>.
- Wegler U, Lühr B-G. Scattering behaviour at Merapi volcano (Java) revealed from an active seismic experiment. *Geophys J Int.* 2001;145:579–92. <https://doi.org/10.1046/j.1365-246x.2001.01390.x>.
- Xu T, Zhou GL, Heap MJ, Zhu WC, Chen CF, Baud P. The influence of temperature on time-dependent deformation and failure in granite: a mesoscale modeling approach. *Rock Mech Rock Eng.* 2017;50:2345–64. <https://doi.org/10.1007/s00603-017-1228-9>.
- Yong C, Wang C. Thermally induced acoustic emission in Westerly Granite. *Geophys Res Lett.* 1980;7:1089–92. <https://doi.org/10.1029/GL007i012p01089>.

**B.3 Elastic strain effects on wave scattering : Implications for Coda Wave Interferometry (CWI), Journal of Geophysical Research : Solid Earth, 2020**

## Elastic Strain Effects on Wave Scattering: Implications for Coda Wave Interferometry (CWI)


**Key Points:**

- Impact of elastic deformation on CWI at laboratory scales is quantified following an experimental approach and an analog numerical model
- Relative contributions to travel time changes of local density changes from volumetric strain, of deformation of scatterers, and of acoustoelastic effects are quantified
- The numerical modeling of the strain influence on CWI highlights the dominant influence of acoustoelastic effects

**Supporting Information:**

- Supporting Information S1

**Correspondence to:**

J. Azzola,  
 jerome.azzola@unistra.fr

**Citation:**

Azzola, J., Schmittbuhl, J., Zigone, D., Lengliné, O., Masson, F., & Magnenet, V. (2020). Elastic strain effects on wave scattering: Implications for Coda Wave Interferometry (CWI). *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 125, e2019JB018974. <https://doi.org/10.1029/2019JB018974>

Received 30 OCT 2019

Accepted 18 FEB 2020

Accepted article online 20 FEB 2020

©2020 The Authors.

This is an open access article under the terms of the Creative Commons Attribution-NonCommercial License, which permits use, distribution and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited and is not used for commercial purposes.

Jérôme Azzola<sup>1</sup> , Jean Schmittbuhl<sup>1</sup> , Dimitri Zigone<sup>1</sup> , Olivier Lengliné<sup>1</sup>, Frédéric Masson<sup>1</sup> , and Vincent Magnenet<sup>2</sup> 

<sup>1</sup>Institut de Physique du Globe de Strasbourg/EOST, University of Strasbourg/CNRS, Strasbourg, France, <sup>2</sup>ICUBE, University of Strasbourg/CNRS, Illkirch, France

**Abstract** Coda Wave Interferometry (CWI) is a highly sensitive monitoring technique built on the sensitivity of elastic coda waves to small changes in a diffusive medium. However, a clear connection between the physical processes involved in the evolution of the medium and the time changes observed by CWI has not been clearly described yet. Here, we quantify the impact of elastic deformation on CWI measurements at laboratory scales. We compare experimental results from wave scattering measurements during a uniaxial compression test to those of a numerical approach based on the combination of two codes (SPECFEM2D and *Code\_Aster*), which allows us to model wave propagation in complex diffusive media during its elastic deformation. In both approaches, the reversible time delays measured between waveforms increase with the elastic deformation of the sample. From the numerical modeling, we gain insight to the relative contributions of different physical effects on the CWI measurement: local density changes from volumetric strain, the deformation of scatterers, and acoustoelastic effects. Our results suggest that acoustoelastic effects related to nonlinear elasticity are dominant.

### 1. Introduction

Imaging and monitoring techniques based on the arrival times of direct or scattered waves (using different types of waves like electromagnetic, acoustic, or elastic waves) are applied in many domains like medical imaging, nondestructive testing of materials, or seismic imaging with nominal scales ranging from mm to km (Kuperman et al., 2002; Mussett & Khan, 2000). The issue of monitoring complex media with noninvasive techniques has grown in interest in recent years and led to the development of innovative acoustic monitoring techniques (Anugonda et al., 2001; Wegler & Lühr, 2001). In such complex media, the energy of the direct arrivals is redistributed to multiply scattered waves with complex trajectories. When recorded, they typically correspond to the tail of the waveforms and are often referred as “coda” after the Italian word for tail. Multiply scattered waves sample the medium more extensively than direct or singly scattered waves because of the complexity of their paths (Sato et al., 2012). However, in highly heterogeneous media, scattered waves might be strongly attenuated which limit classical imaging and monitoring techniques (Aki & Richards, 2002). The phenomenon is common in natural systems such as volcanoes or geothermal reservoirs and also in anthropogenic structures made of concrete or rocks.

Coda waves are much more sensitive to changes occurring in the medium than direct arrivals. Measurements of phase or travel time variations in time, in multiple-scattered waves, can be exploited as a diagnostic of the weak perturbation in the medium. For instance, the comparison of the coda of seismic waves obtained at two different times from a fixed source enabled to monitor weak velocity changes in the Earth crust (Poupinet et al., 1984). This technique, called seismic doublet technique, has later been formalized under the denomination of Coda Wave Interferometry or CWI (e.g., Snieder, 2006). More recently, the use of the pervasive ambient seismic noise as a versatile seismic source has led to the development of Ambient Noise Interferometry, a technique that allows to reconstruct virtual active sources at every passive station, by cross-correlating continuous seismic noise records between each pair of stations (see Campillo and Roux (2015) for a review). This method not only revolutionized the use of seismic arrays to image the upper crustal structures of the Earth (Boué et al., 2014; Lin et al., 2013; Moschetti et al., 2007; Shapiro et al., 2005; Zigone et al., 2015, 2019) but also opened perspectives for monitoring the time evolution of structures with CWI. For example, small velocity changes have been monitored in natural structures like fault zones (Breguier, Campillo, et al.,

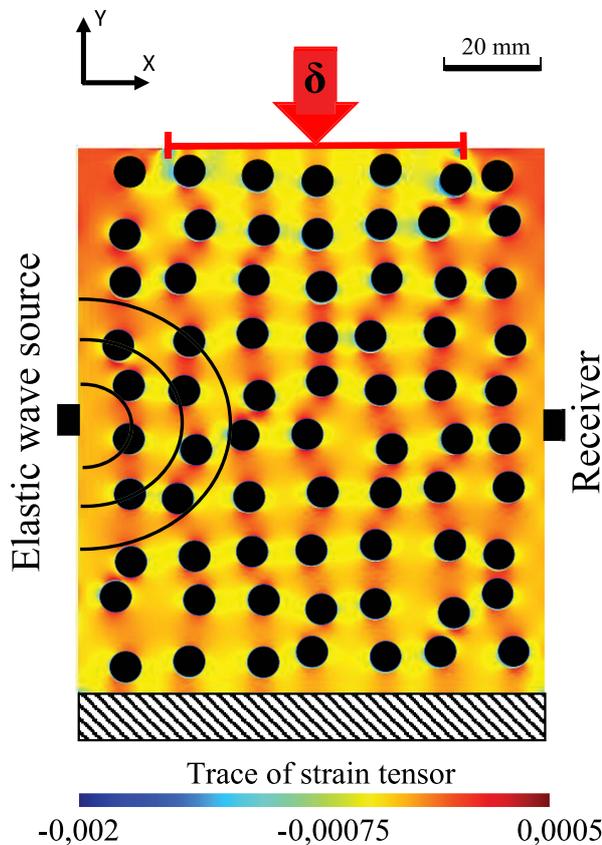
2008; Poupinet et al., 1984) or volcanoes where seismic velocity changes are highlighted a few days prior to eruptions (Ratdomopurbo & Poupinet, 1995; Sens-Schönfelder & Wegler, 2006). The monitoring has also been applied to geothermal reservoirs (Meunier et al., 2001).

Laboratory experiments on representative samples are necessary to understand the way CWI measurements are influenced by a local or global perturbation of the medium and to develop relevant monitoring techniques. The influence of various phenomena on wave velocity variations has been investigated. For instance, seismic velocity changes have been shown to be related to water saturation, air pressure, stress, or temperature changes (Grêt et al., 2006; Lockner et al., 1977; Planès & Larose, 2013; Snieder et al., 2002). For the case of concrete, using CWI with ultrasound, Planès & Larose, 2013) studied the impact on scattered wave propagation from global changes (thermal perturbations or acoustoelastic effects due to uniaxial stress) and from local changes (damage development which introduces new scatterers corresponding to local structural changes).

Laboratory experiments combined with numerical simulations are essential for the physical interpretation of CWI measurements (Azzola, Griffiths, et al., 2018). Indeed, their interpretation in terms of disruptive events is challenging since the measurements usually enclose at once all the contributions of the various physical sensitivities of the scattered waves. Deciphering a specific effect remains difficult from an experimental approach because of the structural complexity of scatterers in the material and the strong coupling between processes (e.g., microfracturing related to nonhomogeneous thermoelastic dilatation). Laboratory studies have already evidenced the effect of stress variations on velocity changes in strong scattering media such as concrete. Relative velocity variations are detected under various stress states whether it is for a few MPa with a relative resolution of  $10^{-3}$  to  $10^{-4}$  (Grêt et al., 2006) or under weaker load variations (50 kPa) (Larose & Hall, 2009). Otherwise, numerical studies report the effect of structural changes on the CWI measurements (Planès et al., 2014). But much less attention has been paid to the strain dependence of scattered wave velocities in heterogeneous media, and to our knowledge, very few studies address the effect of a reversible mechanical deformation on the scattered wavefield propagated within the medium.

In this work, we focus on the effect of elastic stress/strain deformation on CWI measurements. We based our study on the fine comparison of an extended experimental approach and an advanced numerical modeling. Both include the same parts: seismic wave scattering and mechanical deformation. They aim at developing a comparative forward modeling of the effect on the scattering elastic waves (i.e., the coda), of stress changes (from 5 up to 50 MPa), in the elastic regime, during a uniaxial compression test of the same sample. From the reproduction of similar effects, by both approaches, we intend to capture in a heuristic approach, the effect of nonlinear elasticity on wave scattering. On the one hand, one expects the experiments to include all the contributions of the processes involved and their complex coupling. On the other hand, the flexibility of the numerical simulation enables to tune parameters or effects and to decipher the different physical phenomena at the origin of the measurement, like the relative contributions of local density changes in the volumetric strain, the impact of the scatter deformation, or the acoustoelastic effects related to nonlinear elasticity. The combination of an experimental approach with an analog numerical model (Azzola, Griffiths, et al., 2018) opens up perspectives to assess the relative contributions of deformation and velocity changes during CWI measurements.

Section 2 of the present manuscript introduces the problem we address: the effect of the reversible deformation, in the elastic domain, on the scattered wavefield. We first detail the experimental method based on a simple synthetic sample. A decimetric block is made of homogeneous Aluminum 2017A (Au4G) (i.e., Duraluminium) but includes heterogeneities as a set of cylindrical holes designed to be responsible for a quasi-2-D multiply scattered elastic wavefield. The block is mechanically loaded using a uniaxial imposed displacement during the propagation of scattered elastic waves from a set of point sources. We then detail the complementary numerical method that we developed for a quantitative comparison, where elastic waves are propagated in a similar numerical sample with the same geometry, mechanical properties and propagating elastic wave velocities as the experimental block, in order to obtain the evolution of synthetic scattered waveforms during the same imposed deformation. The numerical method combines two approaches: a finite element method for the quasi-static deformation and a spectral element method for the wave propagation. Both numerical methods are adjusted to conserve the grid mesh during the whole simulation. In section 3, we compare first the wave scattering properties of the analog and laboratory samples, without any loading,



**Figure 1.** Sketch describing the principle of the setup. The mechanical elastic deformation of the sample—a holed Au4G (Aluminium 2017A) block—is obtained from the step-by-step increase of the displacement  $\delta$  applied along a 62 mm long “loading line,” that is, the contact surface between the sample and the piston of a servo-controlled uniaxial press (represented by a red line). A Ricker wavelet is sent at the middle of the left face of the sample at each step of the displacement. Waveforms are recorded at the opposing face with the receiver. Background colors show the trace of strain tensor computed by *Code\_Aster* when a displacement of  $\delta = 80 \mu\text{m}$  is applied.

and second their mechanical responses during uniaxial load including the local measurement of the deformation field. We also include reversibility tests to check the elastic behavior of the sample. Section 4 presents the principle of CWI and the laboratory and numerical CWI measurements during deformation. This section also details, using the numerical approach, the effects of the sample boundaries deformation, of the local density changes related to the local volumetric strain, and of nonlinear elastic effects, that is, acoustoelastic effects. Section 5 discusses two main limitations of our approach: the sensitivity of high-order elastic coefficients and the 2-D approximation proposed in our simulations. Finally, conclusions are proposed in section 6.

## 2. Materials and Methods

### 2.1. Objectives of the Study

Figure 1 presents the principle of our approach, designed to study the sensitivity of elastic wave scattering to the reversible mechanical deformation of the medium. For this, we performed a large set of laboratory and numerical experiments on a decimetric elastic sample that includes a prescribed set of cylindrical wave scatterers. The loading consists of a displacement  $\delta$  applied at the top of the sample that is increased step by step in the elastic regime. At each step of the loading, an impulsive acoustic wave is sent through the diffusive sample using a point source. The transmitted waves are recorded on the opposite face of the sample by a linear array of piezoelectric receivers. Waveform records include direct wave arrivals and also reflected and coda wave arrivals. The waveforms recorded for different loading states—referred to in the following as “perturbed” waveforms—are compared to the one recorded when the sample is unloaded—referred to in the following as “reference” waveform—using an interferometric technique: the CWI (Snieder, 2006).

The specificity here is to provide extended direct observations on wave scattering during the elastic deformation of the same sample through two different but complementary approaches: a laboratory experimental approach that is detailed in section 2.2 and a forward numerical approach to model the laboratory sample and experimental observations, as detailed in section 2.3. Laboratory measurements encompass on the one hand the contributions of all the distinctive processes involved in the sample's evolution while numerical simulations allow to test the approximations necessary to reproduce the experimental observations and to explore separately the different physical processes at play.

lution while numerical simulations allow to test the approximations necessary to reproduce the experimental observations and to explore separately the different physical processes at play.

### 2.2. Experimental Approach

#### 2.2.1. Laboratory Sample Description

Figure 2 presents the experimental setup used in the laboratory to measure changes in wave scattering induced by the mechanical loading of the sample. It shows the sample made of Aluminum 2017A (Au4G), commonly labeled Duraluminium or Dural, an aluminum, and copper alloy. The material has been chosen for its homogeneity at the scales considered for the study and its suitability for a precise design of the geometrical heterogeneities introduced inside. The size of the sample is 112 mm in height, 95 mm in width, and 32 mm thick.

To induce wave scattering, we introduced scatterers in the Au4G sample by drilling a set of 70 parallel cylindrical holes with a diameter of 6 mm through the whole thickness of the sample (see Figures 1 and 2). By changing the number and the size of the cylindrical inclusions, one expects to modify the scattering properties of the propagation medium. The design of the scatterers in the sample has been optimized numerically (see Azzola, Griffiths, et al., 2018) by adjusting the number of holes and their size in order to produce a multiply scattered wave field (see section 3). Considering the same geometry of the propagation



**Figure 2.** Image of the experimental apparatus. The piston of a servo-controlled 10 T press loads a holed block of Au4G (70 holes of radius 3 mm). Two linear acoustic arrays of 32 sensors are held in direct contact with the boundaries of the sample. At each step of the displacement imposed by the piston, the element of the transducer on the left which is located at the middle of the array sends a pulse wave. This wave is recorded by each of the 32 elements transducer located on the opposite face of the sample. An image correlation technique is used to estimate the displacement field by comparing pictures of the sample taken at each step of the loading procedure.

medium, the authors have tested different hole configurations and we use here the selected design of the sample. The length of the holes (32 mm, i.e., equal to the thickness of the sample) is significantly longer than the wavelength (5.8 mm) making the medium quasi-2-D in terms of wave scattering (Derode et al., 2001; Tourin et al., 2000). Au4G is a homogeneous and isotropic material, and its mechanical properties are well known. Young's modulus, Poisson ratio, and density provided by the manufacturer are, respectively,  $E = 74$  GPa,  $\nu = 0.33$ , and  $\rho = 2790$  kg m<sup>-3</sup>. The compressive elastic limit of elasticity is  $Re = 250$  MPa.

In the laboratory, we carried out several tests in order to ascertain the physical parameters supplied by the manufacturer. A typical uniaxial compressive test on a cylindrical sample of Au4G of radius 31 mm (similar to the loading piston radius) has been performed to check the value of Young's modulus. The macroscopic vertical strain  $\epsilon_{YY}$ —calculated from the relative variation of height of the sample—varies linearly with the vertical stress  $\sigma_Y$ —calculated by division of the force  $F$  applied by the bearing surface of the piston  $S$ . The best linear regression fitted to the data points gives a slope of 74 GPa in accordance with Young's modulus provided by the manufacturer (see Figure S1 in supporting information). We also assessed the  $P$  wave velocity in Duraluminium by measuring the first arrivals in an unstressed sample without scatterers and made of the same material (see Text S1). The  $P$  wave velocity directly measured in an unstressed and scatterers-free Au4G sample, that is,  $v_p = 6,209 \pm 47$  m s<sup>-1</sup>, is in good agreement with the one calculated from quasi-static values of elastic moduli and density.

### 2.2.2. Laboratory Setup Description

Figure 2 also presents the mechanical loading of the sample. It is held between a vertical piston loaded by a servo-controlled 10 T press and a plate of Au4G attached to the force sensor below. The force applied by the piston is measured from a force sensor (REP-transducer of type TC4 with a maximum load capacity of 30 T) and is recorded using a NI-6133 data acquisition card. The maximal stress recorded in the experiments is 95 MPa.

Two linear acoustic arrays of 32 piezoelectric transducers (Imasonic) are placed on the opposing faces of the sample as shown in Figure 2. All the piezoelectric sensors have a resonance frequency of 500 kHz. To ensure an efficient acoustic coupling and to reduce the acoustic impedance contrast between the sensors and the sample, we used a high-viscosity Shear Wave Couplant gel from Sofranel. Both transducers are held in direct contact with the boundaries of the sample (Figure 2). Because of the fluid property of the coupling material, the sample deforms independently of the sensors. After each step increase of the displacement, we

send an electrical pulse at one of the transducers located at midheight. It has the temporal shape of a standard Ricker wavelet, that is, the second derivative of a Gaussian, whose standard definition is given for a dominant frequency  $f_0$  in equation (1).

$$R(t) = [1 - 2[\pi f_0 t]^2] e^{-(\pi f_0 t)^2}, \quad (1)$$

In our approach, the central frequency is  $f_0 = 400$  kHz (wavelength of 5.8 mm). The emission simultaneously triggers the acquisition at the 32 piezoelectric receivers of the opposite linear array which faces the source. The emission and acquisition are repeated 100 times at each step increase of the displacement to average the response and increase the signal to noise ratio. The acquisition time for the laboratory experiments is 0.4 ms with a sampling rate of 20 M samples per second using a 64 channel Lecoeur Electronic acquisition system.

### 2.2.3. Measurement of Displacement

The 2-D displacement field along one of the lateral sample surfaces (i.e., facing the camera) is measured using an image correlation technique. High-resolution pictures of the sample are taken at each step of the loading process with a Nikon D800 camera (Figure 2). They are compared to a reference one, acquired when the sample was unstressed. A time-resolved digital particle image velocimetry (DPIV) tool (PIV-lab, Thielicke & Stamhuis, 2014) is employed to compare by cross correlation the sample images recorded for different loading conditions.

The principle of DPIV is to divide a pair of images into multiple zones of interest and to find the translation vector that allows an optimal overlapping of both image tiles. This optimization is performed by calculating the correlation coefficient between the color levels of each zone. The displacement field between the two images is deduced by calculating a translation vector for each pair of image tiles. We base our approach on the use of 64 pixel square interrogation areas that are spaced by 10 pixels. The correlation matrix is computed in the frequency, which enables to achieve better computational costs than direct approaches based on the computation of the correlation matrix in the spatial domain. Subpixel precision is reached in the measurement of the displacement field using a Gauss algorithm for the interpolation.

For a homogeneous material such as Dural, the detection of the translation vector is potentially perturbed by the low texture of the image tiles, so the maximum correlation can be poorly resolved. Inhomogeneous lighting also affects the correlation signal (Raffel et al., 2018). The images are thus preprocessed to improve the accuracy of the vector detection. The aim of the preprocessing is to artificially generate texture in the image by amplifying the color gradients and to reduce the influence of oversaturated areas. Even if artificial, this texture is attributed to the material and not to lighting or other elements not related to the deformation of the sample. This preprocessing enables the maximum correlation to be better defined and thus increases the accuracy of the DPIV tool (Thielicke, 2014).

The resolution of the displacement field is conditioned by the resolution of the pictures and by the parameters of the DPIV routine. The minimum displacement measurable is less than the pixel length, as subpixel precision is reached through interpolation. The resolution of the pictures is here approximately 50 pixels per millimeter. The density of the displacement field is determined by the spacing between each square interrogation area, which is here of 10 pixels, that is, about 0.2 mm.

The variation in height of the sample is finally computed from the difference in mean vertical displacements between top and bottom boundaries of the sample. To account for the local fluctuations of the displacement field computed from the cross-correlation procedure, we estimate the mean displacement along the top and bottom boundaries by calculating the averaged vertical displacement along these lines.

## 2.3. Numerical Approach

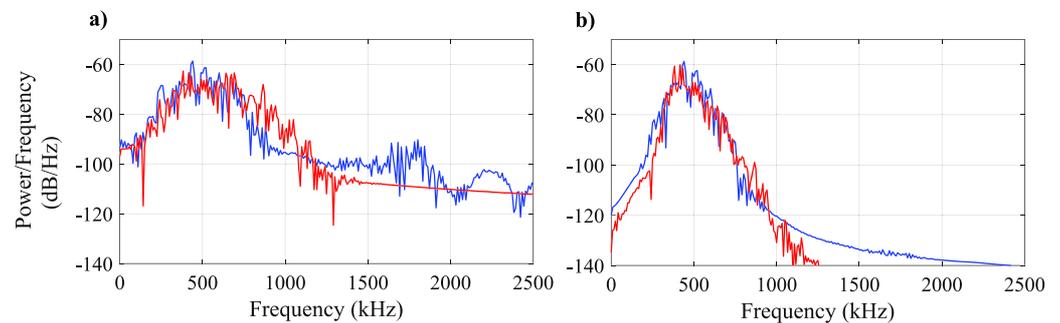
The aim of the simulation is to replicate the laboratory experiments presented in section 2.2 to study the impact of the mechanical loading of the sample on wave scattering with a complementary technique. We describe here the numerical sample and the principle of the numerical scheme used to replicate the laboratory experiment.

### 2.3.1. Numerical Sample Description

The numerical sample aims to accurately reproduce both the macroscopic mechanical behavior and the wave scattering properties of the laboratory sample. Our numerical simulations are performed in two dimensions (2-D) both for the sample deformation and the wave propagation using the same sample dimensions (height and width) as the laboratory sample. We discuss in section 5.2 the influence of considering the full 3-D geometry of the sample. All physical parameters of the numerical sample are isotropic and similar to the laboratory sample. We also reproduce in the numerical sample the set of holes drilled in the Au4G sample with the same dimensions and same locations. The medium is discretized using GMSH—a GNU General Public License 3-D finite element mesh generator. We use a 2-D finite element mesh grid composed of 235,611 quadrilateral four-noded elements with a characteristic length  $l_c = 0.5$  mm, which is the characteristic distance between two nodes of the mesh.

### 2.3.2. Numerical Scheme Description

The numerical scheme is the same as proposed by Azzola, Schmittbuhl, et al. (2018). It relies on the combination of a finite element deformation code (*Code\_ASTER*) and a spectral element wave propagation code



**Figure 3.** Power spectral density (PSD) of (a) the unfiltered “reference” waveform obtained at the receiver from the simulation (blue line) and measured in the laboratory experiments (red line) with an unstressed sample, (b) after filtering in the (300–600) kHz frequency band.

(SPECFEM2D). The mesh grid is iteratively deformed using the finite element software *Code\_ASTER*, which is an open source general FEA software. Each step of the loading consists in the resolution of a static mechanical problem. The model assumes plane deformation. The bottom of the sample is fixed without any horizontal or vertical displacement. The right and left boundaries are stress free. We impose a given displacement, noted  $\delta$ , along a 62 mm long “loading line” centered at the top of the sample which transcribes in 2-D, the contact area between the piston and the laboratory sample. The displacement field at each step of the deformation process is used to deform subsequently the mesh grid.

The deformed mesh grid is then an input for SPECFEM2D (a 2-D spectral element code, Komatitsch & Vilotte, 1998) that is used to simulate the wave propagation within the medium. A Ricker wavelet of dominant frequency  $f_0 = 400$  kHz (see equation (1)) is emitted at the source as a force point source acting perpendicularly to the sample boundary. The waveforms are sampled at the opposite side along 32 locations that mimic the laboratory 32 sensor array. The waveforms are computed with a sampling rate of 10 G samples per second, 500 times higher than the experimental sampling rate to limit numerical dispersion. Due to the difference in sampling rates, the original waveforms were resampled to ensure that the parameters of the two approaches were consistent.

In both the simulations and the experiments, the Ricker-shaped source function has a central frequency  $f_0 = 400$  kHz. However, in the laboratory experiments, the actual Ricker source corresponds to the electric signal sent to the sensor and not the shape of the mechanical signal sent through the sample. The source emitted in the medium is actually a signal resulting from the convolution of the source function (i.e., the Ricker) by the transfer function of the sensor, which is peaked at 500 kHz. In the simulation, the transfer function of the emitting source is considered as perfect: The source function is applied without any convolution with a transfer function. To check that the source used in the simulations and the pulse emitted in the laboratory illuminate the medium in the same frequency range, we compared their respective power spectral density. Figure 3a shows the power spectral density computed for the “reference” seismogram recorded at the receiver, experimentally (red line) and numerically (blue line), without any filtering of the signals. Both spectra are very similar after filtering in this frequency range (300–600) kHz with a central frequency around 400 kHz for both sources (see Figure 3b). The similarity has been checked by computing the normalized correlation coefficient between both spectra displayed in Figure 3b. It reaches a value of 0.96.

### 3. Wave Scattering Properties of the Samples and Elastic Loading

#### 3.1. Wave Field Scattering

The comparison of laboratory and simulated CWI measurements requires that the numerical model accurately reproduces the laboratory sample properties. Before comparing the mechanical behavior of the sample in the simulation and in the laboratory, we characterize their scattering properties, in order to verify that the behavior of the laboratory sample is retrieved in the simulation and also to check that both samples are in the strong scattering regime needed for the CWI analysis. The characterization is based on two measurements, each of them bringing arguments for the validation of the hypothesis related to the frame of the

study. We measure the temporal variation of the seismic energy for a wave propagation in the unstressed sample and estimate from these measurements the mean-free paths from a least squares inversion procedure using a diffusion model (Dainty & Toksoz, 1977; Dainty & Toksöz, 1981; Olivier et al., 2015).

### 3.1.1. Energy Density and Diffusion Model

The waveforms are recorded at each sensor of the receiver line in the unstressed sample until 0.4 ms, in the laboratory and in the numerical approach. From the measurement, we compute the temporal variation of the energy density  $W(t)$  as a function of time, for a fixed distance  $D$  between the source and the receiver:

$$W(t) = f(t)^2 + \text{H}[f[t]]^2, \quad (2)$$

where  $f$  (in  $\text{m s}^{-1}$ ) refers to the waveform measured at the receiver.  $\text{H}$  is the Hilbert transform. This measurement characterizes the temporal variation of the seismic energy measured for fixed positions of the source and of the receiver.

Then, we estimate for comparison the mean-free path  $\ell$  in the numerical and the laboratory samples. It is the mean distance between two scattering events and a key parameter in the characterization of the scattering effect. We used a least squares minimization procedure to compare the temporal variation of the energy density to the one predicted by a diffusion model. The diffusion model expresses the temporal variation of the seismic energy of multiply scattered body waves, measured at a distance  $D$  from the source as (Dainty & Toksoz, 1977; Dainty & Toksöz, 1981; Margerin, 2005; Trégourès & van Tiggelen, 2002):

$$Wt = E_0 \left( \frac{4 \pi v_s t \ell}{3} \right)^{-\frac{3}{2}} e^{\left( -\frac{v_s t}{\ell_a} - \left( \frac{3 D^2}{4 v_s t \ell} \right) \right)}, \quad (3)$$

where  $E_0$  is the source energy,  $v_s$  is the  $S$  wave velocity,  $\ell_a$  is the intrinsic absorption characteristic length, and  $\ell$  the mean-free path. We use a normalized logarithmic expression of the temporal variation of the seismic energy, in the same way as Olivier et al. (2015). By choosing an adequate reference in time  $t_1$ , so that  $W_1(t_1) = 1 \text{ J m}^{-3}$  and by taking the natural logarithm of a referenced function  $U(t)$  defined below, Wegler and Lühr (2001) show that equation (3) can be expressed as a sum of three dimensionless terms. Each of them consists in the product of a function of time ( $t^0$ ,  $t^1$ , and  $t^{-1}$ ) with a constant ( $a_1$ ,  $a_2$ , and  $a_3$ , respectively) that depends on parameters of the model:

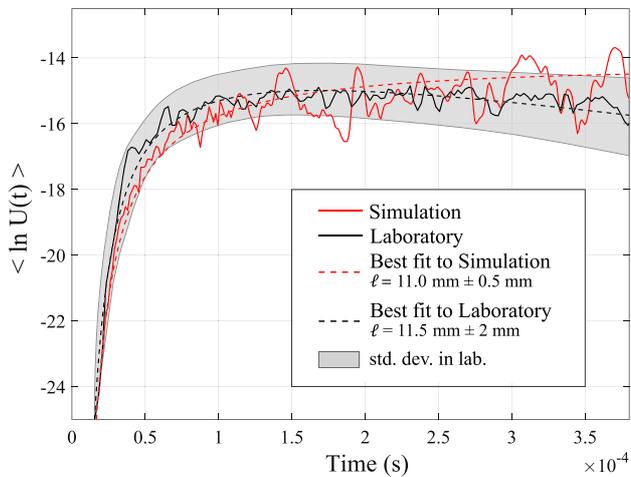
$$\ln U(t) = a_1 + a_2 t + a_3 \frac{1}{t}, \quad (4)$$

with  $U(t) = \left( \frac{W(t)}{W_1} \right) \left( \frac{t}{t_1} \right)^{\frac{3}{2}}$ , and  $a_1 = \left( \frac{v_s t_1}{\ell_a} + \frac{3 D^2}{4 v_s t_1 \ell} \right)$ ;  $a_2 = -\frac{v_s}{\ell_a}$ ;  $a_3 = -\frac{3 D^2}{4 v_s \ell}$ .

From the temporal variation measured in the laboratory and in the numerical sample, we compute this logarithmic and normalized expression of the energy density by multiplying equation (2) by the factor  $t^{3/2}$  and by taking its natural logarithm, such that one reconstructs the left side of equation (4). The dimensionless coefficients  $a_1$ ,  $a_2$ , and  $a_3$  are measured in the same way as Olivier et al. (2015) by applying a least squares minimization to compare the observed measurements to the ones predicted by the diffusion model for body waves described by equation (3). The mean-free path is calculated from  $a_3$  using  $v_s = 3,158 \text{ m s}^{-1}$  and the distance  $D$  between the source and the receiver, which depends on the position of the sensor of the receiver line at which the methodology is applied.

### 3.1.2. Seismic Energy

The average temporal variation of the logarithmic and normalized expression of the function  $W(t)$ ,  $\langle \ln U(t) \rangle$ , is presented in Figure 4 for the experiment and the numerical simulation as continuous lines (respectively black and red curves). It is the spatial average of the functions computed from the response of each of the 32 receivers deployed along the side of the sample. The cross-correlation coefficient between both functions computed for a time window between 0 and 0.4 ms is 0.94. The high cross-correlation coefficient proves the strong agreement between the behavior of the numerical sample and the one of the laboratory sample. Both curves show a strong increase in the measured seismic energy up to a maximum (around 0.2 ms). It is followed by a progressive stabilization for the numerical simulation and a slow decrease for the laboratory experiments. The difference in behavior is explained by the fact that the intrinsic absorption of the



**Figure 4.** Averages of the functions  $\ln U(t)$  calculated from the responses of the 32 sensors distributed on the side of the sample, computed from laboratory measurements (plain black curve) and simulated waveforms (plain red curve), in an unstressed medium.  $\ln U(t)$  is the temporal variation of the logarithmic expressions of the normalized energy density  $U(t)$ . The best fits to laboratory and numerical measurements determined by a least squares method using the proposed diffusion model (see text for details) are plotted as dashed curves (respectively dashed black and dashed red lines). To illustrate the spread in laboratory measurements, we have included a gray shading around the mean trend (black curve) measuring the standard deviation at each time sample. Experimental and numerical measurements show a different trend beyond 1–1.5 s.

material that exists in the experimental sample is not introduced in the simulation. In the following CWI measurements, we limit our coda window to 0.1 ms in order to stay in a regime where intrinsic attenuation is negligible.

### 3.1.3. Mean-Free Paths and Strong Scattering Regime

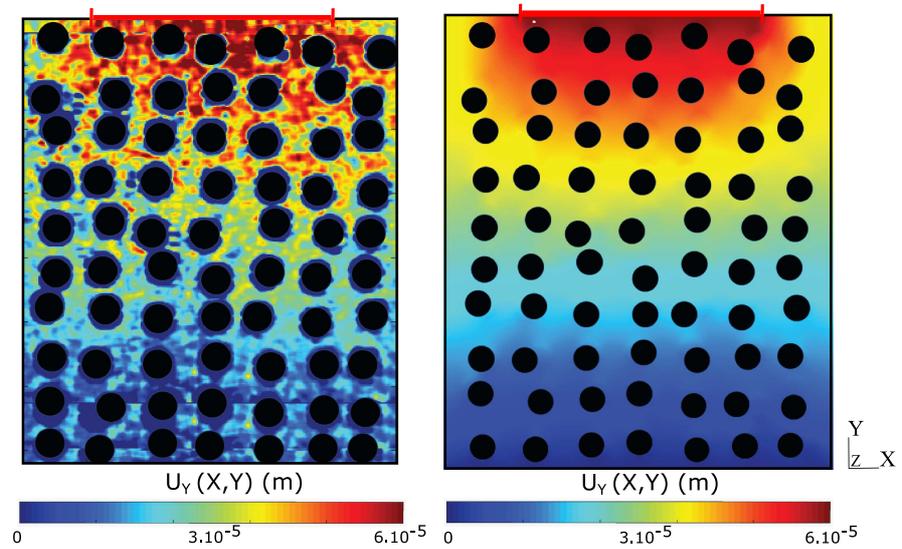
The best fit to the laboratory (dashed black) and numerical (dashed red) data, determined by the least squares method and using the diffusion model (equation (4)), is represented in Figure 4. Thirty-two distinctive estimates of the mean-free path are inverted using the records of each of the 32 experimental receivers, by applying the same computation to each receiver after adjusting the value of the distance to the source  $D$ . Variations among each set of estimates characterize the sensitivity of the measurement to the receiver position. We computed the average and the standard deviation of the set of estimates:  $\ell = 11.5 \text{ mm} \pm 2 \text{ mm}$  for the experiments and  $\ell = 11.0 \text{ mm} \pm 0.5 \text{ mm}$  for the numerical simulations. We observe that the mean-free paths inverted from laboratory and simulated records are similar within the error bars. From the similarity of the mean-free paths and the high cross correlation of the functions deduced from laboratory and numerical records represented in Figure 4, we conclude that the scattering properties of the numerical sample reproduce well those of the laboratory sample.

In a multiple-scattering regime, the wavefield emitted encounters the heterogeneities several times before being recorded by the receiver. It requires that the wavelength  $\lambda$  of the incident wave is of same length or shorter than the size of the heterogeneities. Here, the diameter of the holes is 6 mm and the wavelength calculated from the wave velocities and frequencies used in the simulations is 5.8 mm. The condition necessary to assess strong scattering is that the mean-free path  $\ell$ , the wavelength  $\lambda$ , the defect size  $d$ , and the distance from source to receivers  $D$  satisfy the inequality:  $\lambda < d \leq \ell < D$  (Planès & Larose, 2013). In our simulations, we neglect attenuation effects and we do not consider in the inequality the intrinsic absorption characteristic length  $\ell_a$  included in the inequality proposed by Planès and Larose (2013). The mean-free path inverted using simulated record ( $\ell = 11.0 \text{ mm}$ ) or laboratory records ( $\ell = 11.5 \text{ mm}$ ) satisfies the inequality. This result along with the progressive stabilization of the seismic energy highlighted from Figure 4 proves that the samples satisfy both numerically and experimentally, the multiple-scattering condition, a requirement necessary to apply CWI.

Figure 4 shows the average of the functions  $\ln U(t)$  calculated from the responses of the 32 sensors distributed on the side of the sample, computed from laboratory measurements (plain black curve) and simulated waveforms (plain red curve), in an unstressed medium. The best fits to laboratory and numerical measurements determined by a least squares method using the proposed diffusion model (see text for details) are plotted as dashed curves (respectively dashed black and dashed red lines). To illustrate the spread in laboratory measurements, we have included a gray shading around the mean trend (black curve) measuring the standard deviation at each time sample. Experimental and numerical measurements show a different trend beyond 1–1.5 s.

### 3.2. Quasi-Static Linear Elastic Deformation

Using *Code\_Aster*, we compute at each step of the loading the displacement of each node of the elements constitutive of the mesh grid. In the simulation, the displacement field has a spatial resolution at the scale of the length of each finite element, which is of the order of the characteristic length of the mesh grid— $l_c = 0.5 \text{ mm}$  (see Figure 5, right). The displacement field everywhere within a given element is discretized from the displacement computed by *Code\_ASTER* at each Gauss point and from the shape function of the elements. The components of the strain tensor at each Gauss point are calculated by computing the gradients of the displacements evaluated at these points. The strain components are finally obtained at each node by extrapolation, using the shape functions of the elements. The trace of the strain tensor extrapolated at each node of the mesh is displayed as background of Figure 1 for an applied displacement  $\delta = 60 \text{ }\mu\text{m}$ . In Figure 5, the vertical component of the displacement  $u_Y(X, Y)$  is plotted for an imposed displacement of  $\delta = 60 \text{ }\mu\text{m}$ . It shows a weak influence of the holes and a limited effect of the boundary conditions. We compare this numerical computation to the experiments (Figure 5). The best resolution in the experiments is achieved by using cross correlation of images of the deformed sample with the image of the unstressed sample (see section 2.2.3). Left panel in Figure 5 shows the amplitude of the displacement field  $u_Y(X, Y)$  obtained from the cross-correlation procedure using the same color panel to compare visually both images. Despite the local fluctuations in the

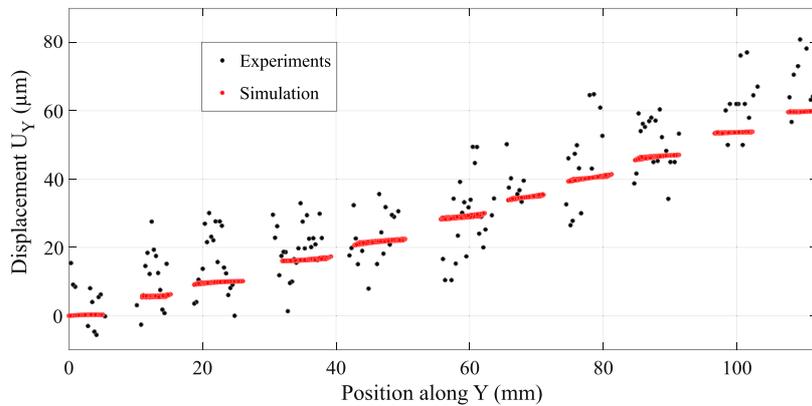


**Figure 5.** Left: experimental displacement field  $u_Y(X, Y)$  calculated from image correlation between a picture of the unstressed sample and one captured after imposing a displacement of  $\delta = 60 \mu\text{m}$  to the top of the sample (corresponding to an applied force of  $F = 75 \text{ kN}$ ). Right: numerical displacement field  $u_Y(X, Y)$  computed by Code\_Aster when applying the same loading and using the same color scale. The holes introduced in the sample are represented by black circles with the same size and spatial locations. The red bar indicates the extent of the contact zone between the sample and the piston.

experimental displacement field and a blurring effect around the holes (they appear larger than their real size), Figure 5 shows strong similarities in terms of amplitudes and spatial distribution between the simulated displacement field and the one calculated from laboratory experiments. The vertical displacement field computed from the laboratory measurements shows significant speckle pattern because of the method used for its assessment. Any spatial derivative of it will magnify this noise. As a result, the strain field computed from experimental images is too noisy to allow a direct comparison between the measurements obtained in the laboratory and in the simulation. We thus restrict the comparison between both approaches to the analysis of the displacement field.

Figure 6 better highlights the amplitude similarities by comparing the magnitude of the vertical displacement  $u_Y(X = 0, Y)$  extracted along the central line passing through the samples. Measurements obtained from Code\_Aster (red dots) are compared to the estimates obtained from laboratory measurements (black dots). The vertical displacements are averaged over a width equal to the characteristic length of the elements,  $l_c = 0.5 \text{ mm}$ . At this scale, the experimental and simulated displacement fields agree on average, which verifies the concordance between both approaches in terms of local strain.

At the sample scale, we also compare the mechanical behavior of the samples. Colored crosses in Figure 7 show the experimental behavior of the sample by indicating the force  $F$  (kN) as a function of the variation of height  $\delta$  ( $\mu\text{m}$ ) measured during three distinctive experiments. We emphasize that the same sample is subjected three times to the same multistage load. The repetitive experiments intend to test the reversibility and the repeatability of the behavior highlighted from experimental measurements. The latter are fitted with a linear regression with a determination coefficient  $r^2$  of 0.96 and with a slope of  $1.31 \times 10^9 \text{ N m}^{-1}$ . The determination coefficient result suggests that the observed measurements are well replicated by a linear relationship between force and displacement. The mechanical behavior simulated using Code\_Aster is shown as a black line (Figure 7). The force applied to the sample is calculated every  $10 \mu\text{m}$  (black dots in Figure 7). Since only an elastic constitutive law is introduced in the simulation, the force varies linearly with the displacement applied to the sample. The slope is  $1.29 \times 10^9 \text{ N m}^{-1}$ , very close to the experimental behavior with only a 1.3% difference in the measured slopes. The very similar linear behavior between laboratory and numerical measurements shows the good agreement between both approaches and evidences a macroscopic linear elastic deformation of both samples.

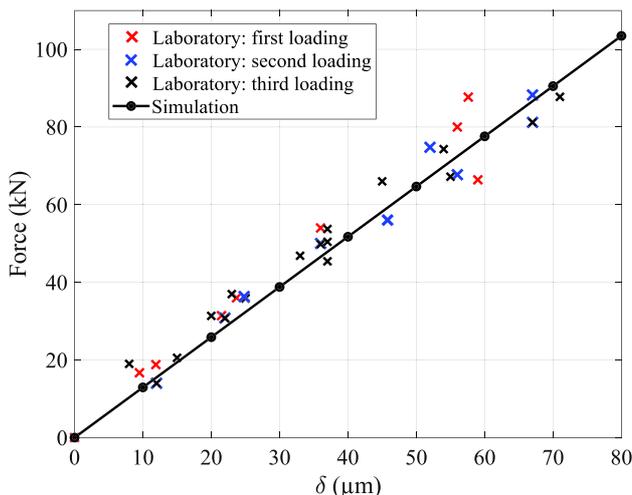


**Figure 6.** The vertical displacements  $u_Y(X = 0, Y)$  measured by *Code\_Aster* (red dots) along a vertical line centered at the middle of the sample ( $X = 0$ ) are compared to the laboratory measurements obtained from the image correlation procedure. Laboratory and simulated measurements are obtained for an imposed displacement of  $\delta = 60 \mu\text{m}$ , which corresponds to a loading force of  $F = 75 \text{ kN}$ .

The superposition of the measurements for repetitive loading highlights that no residual deformation exists. It demonstrates the reversibility of the deformation of the laboratory sample and shows that there is no inelastic deformation, like damage or plasticity. The multiscale comparison of the displacement measurements, that is, the similar spatial distribution of the local displacement field (Figures 5 and 6) and the common linear macroscopic behavior (Figure 7), is essential to verify that the numerical approach reproduces well the mechanical behavior of the experimental sample in the limit of the resolution of laboratory measurements. This complements the similar wave scattering properties, as shown in the previous section.

We finally checked that the medium behaves elastically in our numerical simulations, at the scale of the finite elements and in the range of displacement explored despite possible stress concentrations in the vicinity of the holes. The verification is done by computing Von Mises's stresses along the meshes. To

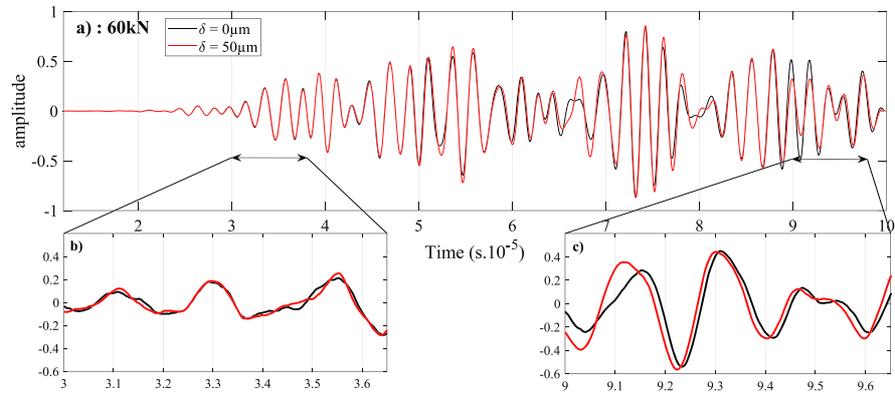
be in the elastic regime, Von Mises's stresses have to be smaller than the elastic limit in compression,  $Re$ . If not, the material is expected to enter the plasticity domain. Von Mises's criterion has been shown to be well suited for metal like Au4G (Ford & Alexander, 1963). In our simulations, the criterion is verified in the bulk of the sample, for the range of displacement explored in the laboratory. When the displacement is lower than  $\delta = 80 \mu\text{m}$ , the ratio of Von Mises's stress and the elastic limit  $Re$  is below 0.75. The criterion is nevertheless exceeded on two points of the top boundary, more precisely for the elements in contact with both ends of the loading line (see Figure S2 in the supporting information).



**Figure 7.** Force (kN) applied by the piston on the sample, as a function of the variation of height ( $\mu\text{m}$ ) measured by image correlation (colored crosses) during three distinctive loadings in the laboratory. The laboratory measurements are compared to the simulated measurements from *Code\_Aster* (black dots) which are fitted by a linear regression (plain black line).

#### 4. CWI Monitoring

The similarity in mechanical and acoustic behavior highlighted previously between our laboratory experiment and numerical simulations legitimizes the comparison of laboratory and simulated CWI measurements. CWI is applied to the simulated and experimental waveforms, to assess time delays during the first 0.1 ms. As presented in section 3, the waveform is weakly influenced by the intrinsic absorption of the material during that period (see Figure 4 and related text in section 3.1). In the following paragraphs, we first present the laboratory CWI measurements and then detail the results of the numerical model.



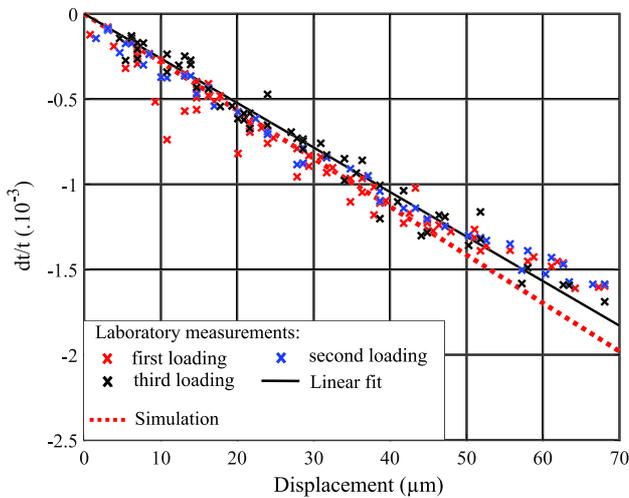
**Figure 8.** Waveforms recorded during the laboratory experiments filtered in the (300–600) kHz range. The “reference” waveform (black line) is superimposed to the “perturbed” waveform (red line) (a) recorded when applying a displacement of 50  $\mu\text{m}$  (which corresponds to an applied force  $F = 60$  kN). Zooms in two 6.5  $\mu\text{s}$  long windows at the beginning (b) and at the end (c) of the coda.

#### 4.1. Laboratory Measurements

Figure 8 shows an example laboratory record on which the CWI technique is applied. The waveform is recorded when applying a 50  $\mu\text{m}$  displacement to the sample and compared to the “reference” waveform for no loading. Both waveforms are band-pass filtered from 300 to 600 kHz. We first see that no direct wave arrivals are clearly visible. This result supports that the coda is in the multiple-scattering regime, in the frequency range chosen. In Figures 8b and 8c, we focus on two distinctive time periods within the signal by zooming into two 6.5  $\mu\text{s}$  long windows at the beginning and at the end of the coda. The zoom for early times (Figure 8b) shows that the reference and perturbed waveforms are similar and superimpose well. The relative wave paths are expected to be quasi-direct with little influence from the deformation. At later times (Figure 8c), travel time delays clearly appear between the “reference” and “perturbed” waveforms. We interpret this difference in behavior between the early part of the waveform and the last part, that is, the coda part, as the larger sensitivity of multiply scattered waves to slight changes in the medium compared to direct arrivals (Snieder, 2006). With our uniaxial loading, the “perturbed” waveform appears compressed in time. Applying CWI techniques intends to quantify this time compression and to estimate the relative variation of delays with time,  $dt/t$ , that quantifies the perturbation in the waveforms.

Sens-Schönfelder and Wegler (2006) propose to estimate the relative time delays,  $dt/t$ , by searching the factor by which the time axis of one of the traces has to be elongated (apparent decrease in velocity) or compressed (apparent increase in velocity) to obtain the best correlation with the other trace, that is, the stretching method. The “stretched” version  $S'(t)$  of the reference signal  $S(t)$  is then obtained as  $S'(t) = S[(1 + a)t]$  where  $a$  is the stretching coefficient. The coefficient  $a$  is obtained using the following procedure. All waveforms are normalized, and the laboratory waveforms are interpolated using a piecewise cubic spline interpolation in order to adjust the sampling to the finer sampling rate used in the simulation. We use here a stretching of the whole 0.1 ms long waveform. Before application of the stretching technique, a passband filter is applied to the simulated and laboratory waveforms from 300 to 600 kHz (see section 2.3.2 for details about the frequency band selection). In the laboratory experiments and in the simulation, waveforms are recorded on 32 distinctive receivers equally distributed along the sample side. The method is applied on “reference” and “perturbed” waveforms recorded at each receiver in order to analyze the spatial variability of our measurements. We thus discuss the strain sensitivity of the relative time delay  $dt/t$  averaged on the 32 estimates obtained at each position of the receiver.

Figure 9 shows the relative time shift measured from the “stretching” technique in the laboratory experiments (colored crosses) as a function of the displacement applied at the top of the sample. Figure 9 depicts a clear dependency of both variables. It can be fitted by a linear trend with a slope of  $-2.6 \times 10^{-5} \mu\text{m}^{-1}$  (black line in Figure 9) for which we calculated a sum of squared residuals of  $1.7 \times 10^{-6} \mu\text{m}$ .



**Figure 9.** Comparison between the relative time shifts  $dt/t$  of three distinctive laboratory experiments (colored crosses) and the simulated ones as a function of the displacement applied to the sample. In the numerical approach, we model the influences on  $dt/t$  of the change of shape of the medium and of wave velocity variations due to density variations and due to acoustoelastic effects using third-order elastic coefficient (TOEC) of Dural (red dotted line). Relative time shifts are measured by the stretching technique and are the mean values calculated from the 32 distinctive estimates obtained along the receiver array.

The CWI measurements represented in Figure 9 are those obtained during three successive and independent experiments. During each experiment, the sample is subjected to an identical loading path. The reproducibility of the laboratory CWI measurements proves that the mechanisms affecting the CWI delay measurements are reversible, which is in accordance with the reproducibility of the macroscopic loading curve (Figure 7), characteristic of an elastic deformation of the sample.

#### 4.2. Numerical Simulations

In the laboratory, the scattered wavefield carries the signature of the different phenomena induced by the elastic deformation of the propagation medium and responsible for travel time variations. The numerical modeling enables to go beyond the limits of the laboratory experiments and to test the relative contributions of the different effects that are expected to influence the wave scattering, which opens perspectives to improve our understanding of the measurements. Snieder et al. (2002) interpret relative time delay changes as small variations of intrinsic seismic velocities, due to factors such as water saturation or air pressure variations, change in temperature changes, or change in the stress state (Grêt et al., 2006; Lockner et al., 1977; Planès & Larose, 2013; Snieder et al., 2002). According to this interpretation, time delays are supposed to be related to an intrinsic velocity change, such that  $dt/t = -dv/v$ . Effects of deformation on the wave scattering are accordingly neglected, being assumed to be a few orders of magnitude lower than the effects of intrinsic velocity changes. Conversely, the identification of nonnegligible reversible thermomechanical deformation contributions in CWI measurements has

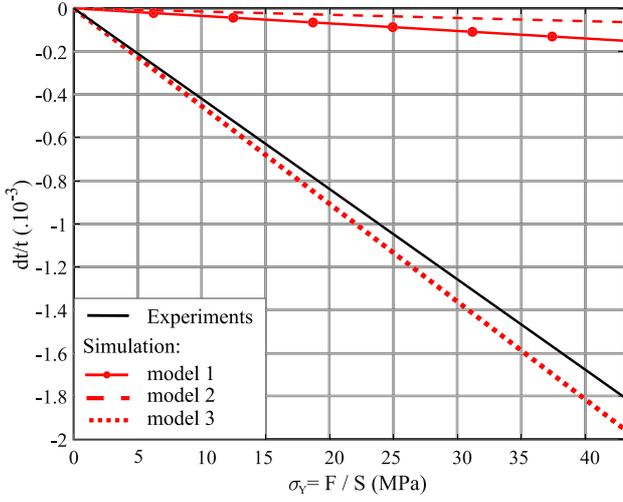
been the object of recent studies (Azzola, Griffiths, et al., 2018; Azzola, Schmittbuhl, et al., 2018). The numerical model proposed in the present work follows these studies and aims at assessing from the comparison of two approaches (analog and laboratory approaches), the relative contribution of the deformation of the sample and of the wave velocity variations in the CWI measurements which is typically a difficult task from a single approach. The three following subsections describe the three physical phenomena included progressively into the simulation and present the related measurements.

##### 4.2.1. Numerical Modeling of the Effect of Sample Boundary Deformation

The uniaxial loading of the sample deforms the medium and its scatterers. We model here its influence on the scattered wavefield. To do so, we limit the update of the model, at each step of the loading, to the deformation of the mesh grid using *Code\_Aster* without changing any property of the model. We then propagate the wavefield in the deformed mesh grid using *SPECFEM2D*. Keeping the density, Young's modulus and Poisson ratio of the sample constant, we can test the sole influence of the change in shape of the medium on the CWI results without imposing any wave velocity variations. In doing so, we focus on the impact of the elastic deformation of the boundaries of the sample and of its scatterers, which is a contribution usually neglected when following a classical interpretation of the CWI measurements in terms of wave velocity variations. As shown in Figure 10 (red solid line—Model 1), the simulation predicts in this case, as for the experiments, relative time delays  $dt/t$  that linearly evolve with the stress  $\sigma_Y = F/S$  where  $F$  is the force applied to the sample and  $S$  the contact surface between the sample and the piston. However, their amplitude in Model 1 is significantly smaller than the laboratory measurements. The linear regression fitted to the simulated CWI measurements shows a slope of  $-3.5 \times 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$ . The contribution of the changes in shape of medium and its included scatterers reproduces a similar linear behavior but only explains 11% of the CWI signal amplitude measured in the experiment.

##### 4.2.2. Numerical Modeling of the Influence of Density Variations

We introduce here wave velocity variations of the sample that only result from the local changes of the sample density  $\ell$  following equations (6) and (7) and keeping the other elastic moduli ( $E, \nu$ ) constant. Using these equations that are specific to the elastic deformation regime, we show that density effects contribute to CWI measurements by weakly reducing the time delays (see Figure 10—Model 2). Assuming small deformation, volumetric strain  $\epsilon_{vol}$  equals the trace of the strain tensor  $\text{Tr}(\epsilon)$  and the relative variation of volume  $dVol/Vol$



**Figure 10.** Comparison between the linear regression fitted to the time shifts  $dt/t$  of the laboratory experiments (black line) and the ones obtained from simulations based on three distinctive models as a function of the stress  $\sigma_\gamma$ . Model 1 corresponds to the relative contribution of the change of sample shape including the boundaries of the holes (i.e., the scatterers) (red plain line). Model 2 is an extended version of Model 1 with also the wave velocity variations due to density variations (red dashed line). The red dotted line (Model 3) depicts the measurements when modeling all the influences on  $dt/t$ , that is, the impact of the change of sample shape, the change in the wave velocity variations due to density variations, and those due to acoustoelastic effects using third-order elastic coefficient (TOEC) of Duraluminium. Relative time shifts are measured by the stretching technique and are the mean values calculated from the 32 distinctive estimates obtained along the receiver array.

*Vol.* Assuming a constant mass, the density is related to its initial value  $\rho_0$  and the volumetric strain as follows:

$$\rho = \frac{\rho_0}{\epsilon_{vol} + 1}, \quad (5)$$

$$v_P = \sqrt{\frac{\nu E + E(1-2\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)}}, \quad (6)$$

$$v_S = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\nu)}}. \quad (7)$$

The density is calculated in SPECIFEM2D for each spectral element according to equation (5) using the trace of the strain tensor computed by *Code\_Aster* at a given step of the loading procedure. Wave velocities are derived using equations (6) and (7), keeping the elastic moduli  $E$  and  $\nu$  constant (i.e., assuming that the sample is loaded without damage). Because wave velocities are related to the square root of the inverse of density (see equations (6) and (7)), one expects that relative time delays decrease owing to the effect of density variations and of the medium compression. Indeed, the contribution of wave velocity variations due to density changes from volumetric strain is of opposite sign to those of the other modeled phenomena. As a result, adding the effect of wave velocity changes due to local density changes to the contribution of the change in shape of the sample leads to a decrease in the relative delays  $dt/t$  (red dashed line in Figure 10). The CWI measurements ( $dt/t$ ) measured using Model 2, which includes density effects and geometrical deformation of the sample, explain only 7% of the CWI signal measured in the experiments.

#### 4.2.3. Numerical Modeling of the Influence of the Acoustoelastic Effect

Finally, we explore the impact of acoustoelastic effect on elastic wave velocities, related to nonlinear elasticity (Murnaghan, 1951). Acoustoelastic effects refer to the changes in the elastic wave velocities related to stress-induced effects. It has been theoretically explained for a Green elastic or hyperelastic medium, that is, an elastic medium where stresses depend only on the current state of deformation (Smith, 1963). In this case, the stored elastic energy per unit of undeformed volume  $W_{elas}$  is a polynomial function of the strain tensor  $\epsilon$ :

$$W_{elas}(\epsilon) = \frac{1}{2} C^{(2)}_{ijkl} \epsilon_{ij} \epsilon_{kl} + \frac{1}{6} C^{(3)}_{ijklmn} \epsilon_{ij} \epsilon_{kl} \epsilon_{mn} + \dots, \quad (8)$$

where the coefficients in  $C^{(2)}_{ijkl}$  are the second-order elastic constants and in  $C^{(3)}_{ijklmn}$  the third-order elastic constants (TOEC) (Smith, 1963; Toupin & Bernstein, 1961). Classically, for small deformation, only the second-order elastic constants are considered. They describe the first term in the expansion of the elastic energy and refer to the first-order linear elasticity in the expansion of the stresses as a function of the strains. When a higher expansion of the stored elastic energy is considered, TOEC that correspond to a quadratic expansion of the stresses in terms of strain are relevant. Hughes and Kelly (1953) showed in this case that, even for an isotropic elastic material, the velocities of the compression and shear waves can differ by a small amount which is proportional to the load. Subsequently, the acoustoelastic theory predicts an anisotropic effect of the uniaxial elastic deformation of the propagation medium on the elastic wave velocities. In particular, the anisotropic behavior highlighted is due to nonlinearities in the strain-displacement relationship. We introduced in our model the constitutive relations of acoustoelasticity that have been confirmed for metallic materials (Hughes & Kelly, 1953). They are derived from Murnaghan's theory of finite deformations (Murnaghan, 1951) using TOEC. These coefficients (TOEC) can be determined experimentally by measuring the change in acoustic phase velocity as a function of stress (Si-chai et al., 2011; Smith, 1963). Here, we used

Murnaghan's TOEC  $L$ ,  $M$ , and  $N$ . These parameters have been measured for Duraluminium by Chatellier (1987) and by Si-chaib et al. (2011), which employ these constants in simulations. The three TOEC are respectively  $L = -51 \pm 5$  GPa,  $M = -325 \pm 2$  GPa, and  $N = -351 \pm 6$  GPa. Second-order elastic constants  $\Lambda$  and  $\mu$  (or Lamé constants) are calculated using Young's modulus  $E$  and the Poisson ratio  $\nu$  of the Au4G sample as follows:

$$\Lambda = \frac{E \nu}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)}, \quad (9)$$

$$\mu = \frac{E}{2(1 + \nu)}, \quad (10)$$

We obtained respectively  $\Lambda = 54$  GPa and  $\mu = 28$  GPa. In order to model the acoustoelastic effects in SPEC-FEM2D, we defined, for each spectral element of the mesh, pseudo second-order elastic coefficients  $C^*_{ijkl}$ . These coefficients are calculated from the second-order constants and TOEC and using the principal components  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$ , and  $\varepsilon_3$  of the strain tensor computed at each step of the loading procedure from *Code\_Aster*, according to Hughes and Kelly (1953):

$$\sigma_{ij} = \sigma^0_{ij} + \sum_{kl} C^*_{ijkl} \varepsilon_{kl}, \quad (11)$$

where  $\sigma_{ij}$  is the current stress tensor,  $\sigma^0_{ij}$  is the initial stress tensor, and

$$C^*_{ijkl} = [\Lambda + 2[L - \Lambda - M]\varepsilon_{vol} + 2[\Lambda + M](\varepsilon_i + \varepsilon_k - 2\mu\varepsilon_j)]\delta_{i,j}\delta_{k,l} + [\mu + (\Lambda + M - \mu)\varepsilon_{vol} + 2\mu(\varepsilon_i + \varepsilon_j + \varepsilon_l)(\delta_{i,k}\delta_{j,l} + \delta_{i,l}\delta_{j,k})] + \frac{1}{2}N\sum_v(\delta_{j,v,k}^{i,v,l} + \delta_{j,v,l}^{i,v,k})\varepsilon_{vol}, \quad (12)$$

with  $\varepsilon_{vol}$  the trace of the strain tensor and where  $\Lambda$  and  $\mu$  are ordinary Lamé constants and  $L$ ,  $M$ , and  $N$  the third-order Murnaghan constants. In equation (12), the  $\delta$ s are the general Kronecker delta functions. Acoustoelastic effects on scattered waves have been predicted in the case of the interaction of two monochromatic plane waves by Jones and Kobett (1963), but the influence of the sample stressing on the CWI measurements has, to our knowledge, not been explored yet. The relative time delays  $dt/t$  measured for different loading states exhibit a significant impact of the acoustoelastic effects (Figures 9 and 10). The curve when including these effects (red dotted line—Model 3) shows a clear increase of the relative delays with the loading and an interesting superposition to the experimental results. The CWI measurements obtained with Model 3 overestimate by 8% the laboratory observations. This superposition, together with the strong discrepancy highlighted in Figure 10 between Models 1 and 3, shows that acoustoelastic effects have a major impact on the CWI measurements. The strength of the related signal suggests that monitoring nonlinear elastic effects could be carried out based on the analysis of strongly scattered waves.

## 5. Discussion

### 5.1. Uncertainties Related to TOEC Measurements

Considering the preponderant contribution to the CWI measurements of the acoustoelastic effects, we discuss here the sensitivity of the results of Model 3 (Figure 10) toward the parameters involved in the computation of the pseudo second-order elastic coefficients  $C^*_{ijkl}$ , that is, the Lamé second-order elastic parameters and the Murnaghan third-order elastic parameters. We first tested the impact of increasing or decreasing all three Murnaghan parameters concomitantly by 10% in the simulations. This value of 10% is a large proxy of the uncertainty on the measurements of the third-order elastic parameters. Indeed, the third-order elastic parameters proposed for Au4G by Chatellier (1987) are measured with an uncertainty of 10% on  $L$ , of 0.6% GPa on  $M$ , and of 1.7% GPa on  $N$ . Following the change in parameters, we observed an 8% variation of the measured relative time delays. Second, we impose a variation of 10% of the second-order parameters, which are calculated using the density, Young's modulus, and the Poisson ratio. This induces an 11% variation of the measured relative time delays  $dt/t$ .

However, the concomitant change of all three TOECs does not depict the influence of each parameter on the elastic wave velocities and thus on the CWI measurements. To gain more insights in the influence of these

elastic constants on the CWI measurements, we cross tested and applied a 10% decrease—or increase—in the value of a single, of two, or of all three coefficients concomitantly. In each case, we quantified the variation from the relative travel time changes observed with Model 3 and using the initial set of parameters. The results of the sensitivity tests are tabulated in the supporting information (Text S4), and we describe here the two major observations.

First, the increase—respectively decrease—of each third-order coefficient causes an increase—respectively decrease—in the relative time delays measured in the simulation. Then, when testing the impact of a multivariate change in the TOECs, we show that the effects add up linearly. For example, we measure a 3.2% increase in relative time delays when we apply a variation of 10% only to the value of the parameter  $M$ . This variation is respectively 4.1% when applying the change to the value of the coefficient  $N$ . When we test the impact of a concomitant increase in  $M$  and  $N$ , we consequently measure a 7.3% variation in the relative time delays, that is, the sum of the variations measured when increasing a single parameter.

This sensitivity test shows that the laboratory CWI measurements are in the range of the simulated results when considering an uncertainty of 10% on the three TOECs, that is,  $L$ ,  $M$ , and  $N$ .

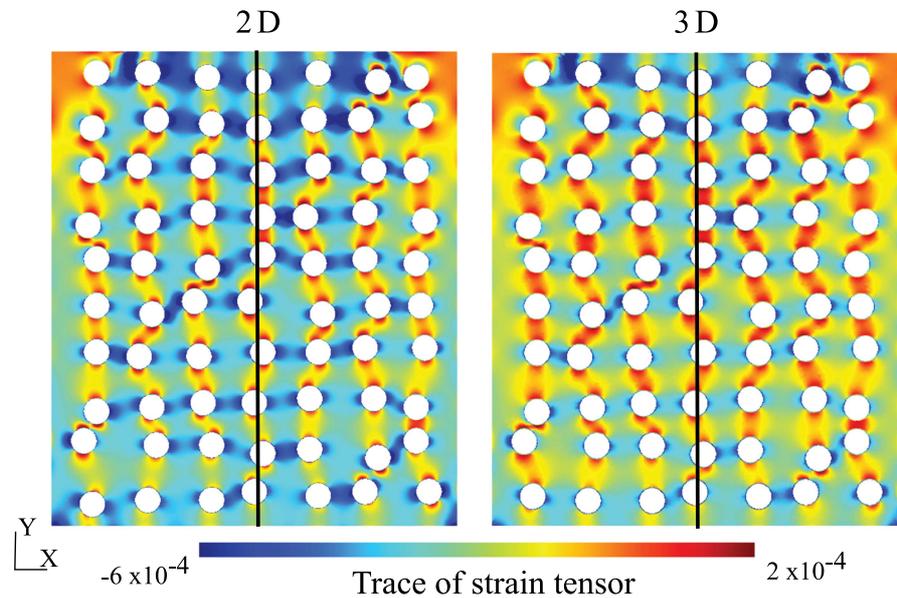
In order to catch closely the physics expressed in the laboratory experiments, the simulations necessitate a finer tuning of these mechanical parameters. It would need the direct measurements of the second and third elastic parameters of our holed Au4G sample, which was beyond the focus of this study.

## 5.2. Approximation of the 2-D Modeling

An important simplification of our numerical modeling is the use of a 2-D representation of the 3-D experimental sample. The advantages of the 2-D numerical models are principally linked to computational performances. They are also related to the significant simplification of the discretization of numerical samples, in particular when they involve a complex assembly of scatterers. We justify in the following section the choice of the 2-D approximation and treat the arguments in favor of the bidimensional modelization of both the elastic deformation of the sample and of the wave propagation.

The choice of the plane deformation modeling of the experiments in 2-D is motivated by the invariance of the geometry of the sample in the  $Z$  direction, with cylindrical holes drilled through the 32 mm thick block. In a typical plane strain problem, the loading is such that the deformation is essentially exerted in the cutting plane  $(X, Y)$ , which is a relevant assumption in our case of a step-by-step loading imposed from the top of the sample. To verify the pertinence of this approximation, we modeled the 3-D mechanical response of the holed Au4G sample with a 32 mm thickness. Using *Code\_Aster* for an applied displacement ( $\delta = 75 \mu\text{m}$ ), we compared the map of the trace of the local strain tensor, computed in the middle plane ( $Z = 0$ ) of the 3-D sample to that of the 2-D sample (see Figure 11). It shows a similar pattern of the local volumetric strain with a more pronounced volumetric deformation in the 2-D case. We quantified locally the difference highlighted in Figure 11 by averaging the trace of the strain tensor along a vertical line at the middle ( $X = 0$ ) of the sample presented in Figure 11. The mean values are  $1.15 \times 10^{-4}$  in the 2-D case and  $6.34 \times 10^{-5}$  in the 3-D case. The difference in the magnitude of the trace of the tensor components, which is of 45%, shows the contribution of the orthogonal component of the strain tensor  $\varepsilon_{ZZ}$ , which is different from zero in the three-dimensional case. However, the local measurement obtained along the vertical line of Figure 11 does not depict the distribution of the magnitude of the strain components throughout the entire sample. We averaged the amplitude of the tensor components computed by *Code\_Aster* over the entire 3-D medium. Our measurements show that the orthogonal component  $\varepsilon_{ZZ}$  represents 20% in magnitude of the predominant component  $\varepsilon_{YY}$ . If the magnitude of the orthogonal component  $\varepsilon_{ZZ}$  of the strain tensor is not negligible given the magnitude of the strain components exerted in the cutting plane  $(X, Y)$  of the 3-D medium, the ratio between  $\varepsilon_{ZZ}$  and  $\varepsilon_{YY}$  shows that the latest is predominant, which legitimizes our simplification of the three-dimensional mechanical problem into a 2-D problem in plane strain.

In the bidimensional modelization of the wave propagation, we neglect the effects on the wave scattering in the  $Z$  direction. This approximation is mainly due to geometric considerations. The cylindrical holes are drilled through the entire thickness of the laboratory sample, and they are significantly longer than the wavelength. The geometry of the sample is designed such that the wave scattering is expected to occur principally in the cutting plane  $(X, Y)$  (Derode et al., 2001; Tourin et al., 2000).



**Figure 11.** Comparison between the trace of the strain tensor computed in *Code\_Aster* within the 2-D sample and within the middle plane ( $Z = 0$ ) in the 3-D simulation of the elastic deformation of the holed Au4G sample. Black line represents the median line in the 2-D and 3-D models along which the trace of the strain tensor is averaged to quantify the difference in behaviors.

### 5.3. Application of the Numerical Model

Under the assumption of the stability of the sources of the noise, the CWI of stacked Ambient Noise Cross-Correlation Functions allows typically to follow the fine-scale evolution of the medium, mostly visible in the coda part (e.g., Brenguier, Shapiro, et al., 2008; Brenguier, Campillo, et al., 2008; Campillo & Roux, 2015; Sens-Schönfelder et al., 2014; Sens-Schönfelder & Wegler, 2011). However, the interpretation of the temporal changes highlighted in different frequency bands remains uncertain, as the mechanisms at their origin are not clearly identified (Sens-Schönfelder & Wegler, 2006; Yates et al., 2019).

CWI and in particular Ambient Noise Interferometry are highly sensitive monitoring techniques with a very important potential of applications but are presently lacking precise physical interpretations of the measured signals. Our approach opens perspectives for new interpretations of these CWI measurements. Indeed, we identify a clear contribution of the volumetric elastic deformation. We decipher the dominating effect on wave scattering during the reversible elastic deformation of the sample: acoustoelastic effects.

The results provided by our analysis have implications for the monitoring of natural geological structures, such as a fractured reservoir or porous media. The upscaling of the proposed numerical model would provide new outcomes for the monitoring of geological reservoirs or large-scale crustal faults. Our results might therefore provide new perspectives to study the application of Ambient Noise Interferometry to monitor the reservoir evolution in a variety of operating environments, such as injection and extraction of fluid (Hillers et al., 2015).

## 6. Conclusion

We monitor the wave scattering changes within an elastic sample that includes a set of scatterers, during a uniaxial compression, using a CWI method. We compare results from two approaches. One is based on a laboratory experiment where a reversible elastic deformation is applied to a homogeneous Au4G sample that includes a set of cylindrical holes designed to favor multiple scattering. The other is a forward numerical modeling of the same sample with the same geometry, set of scatterers, mechanical behavior, and under the same loading conditions. The numerical model allows to focus on the relative signatures (a) of the

sample deformation without intrinsic wave velocity variations, (b) of the local density changes due to local volumetric strain, and (c) of acoustoelastic effects due to nonlinear elasticity.

Our approach shows the dominant influence of nonlinear acoustoelastic effects on the scattered wavefield and subsequently on the CWI measurements. When modeling CWI measurements without these acoustoelastic effects, that is, with only the impact of the deformation of the sample boundaries and of scatterers and/or of the density change related to the volumetric strain, only 7% to 11% of the relative time delays measured in the laboratory is numerically reproduced. We note however that besides the dominance of the acoustoelastic effects, the effect of shape changes of the medium, which is a strain effect without any velocity changes, is not negligible since it explains about 11% of the measured relative time delays. This result highlights that the strain effects on the CWI measurements are not negligible even if they remain small compared to the acoustoelastic effects. The identification of different contributions to the travel time delays quantified by CWI is the basis for future theoretical developments.

By comparing the signature on wave scattering of different physical phenomena involved in the reversible elastic deformation of the sample, our approach opens new perspectives for the interpretation of CWI measurements that could have implications for the monitoring infrastructures or natural geological objects (e.g., fractured reservoir and porous medium).

### Availability of Data and Materials

Data displayed or used to generate figures and plots are accessible online (DOI: 10.6084/m9.figshare.7485158).

### Competing Interests

The authors declare no competing financial interest.

### Funding

This work has been published under the framework of the LABEX ANR-11-LABX-0050-G-EAU-THERMIE-PROFONDE and benefits from a funding from the state managed by the French National Research Agency (ANR) as part of the “Investments for the Future” program. It has also been funded by the EU projects DESTRESS (EU H2020 research and innovation program, Grant Agreement 691728).

### Acknowledgments

The authors would like to thank Alain Steyer for sample preparation and his help with the construction of the experimental setup. For the use of SPECFEM2D, a free software is downloadable online (<https://github.com/geodynamics/specfem2d.git>); we thank the Computational Infrastructure for Geodynamics (<http://geodynamics.org>) which is funded by the National Science Foundation under Awards EAR-0949446 and EAR-1550901. For the use of *Code\_Aster*, an open-access software is downloadable online (<https://www.code-aster.org/>); we thank Electricité de France (EDF). The manuscript benefited from constructive comments by Kasper van Wijk, an anonymous reviewer, Associate Editor Nori Nakata, and Editor Yehuda Ben-Zion.

### References

- Aki, K., & Richards, P. G. (2002). Quantitative seismology.
- Anugonda, P., Wiehn, J. S., & Turner, J. A. (2001). Diffusion of ultrasound in concrete. *Ultrasonics*, 39(6), 429–435. [https://doi.org/10.1016/S0041-624X\(01\)00077-4](https://doi.org/10.1016/S0041-624X(01)00077-4)
- Azzola, J., Griffiths, L., Schmittbuhl, J., Zigone, D., Magnenet, V., Masson, F., et al. (2018). Coda wave interferometry during the heating of deep geothermal reservoir rocks. *Geothermal Energy*, 6(1), 21. <https://doi.org/10.1186/s40517-018-0107-2>
- Azzola, J., Schmittbuhl, J., Zigone, D., Magnenet, V., & Masson, F. (2018). Direct modeling of the mechanical strain influence on coda wave interferometry. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 123, 3160–3177. <https://doi.org/10.1002/2017JB015162>
- Boué, P., Roux, P., Campillo, M., & Briand, X. (2014). Phase velocity tomography of surface waves using ambient noise cross correlation and array processing. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 119, 519–529. <https://doi.org/10.1002/2013JB010446>
- Brenguier, F., Campillo, M., Hadziioannou, C., Shapiro, N. M., Nadeau, R. M., & Larose, E. (2008). Postseismic relaxation along the San Andreas Fault at Parkfield from continuous seismological observations. *Science*, 321(5895), 1478–1481. <https://doi.org/10.1126/science.1160943>
- Brenguier, F., Shapiro, N. M., Campillo, M., Ferrazzini, V., Duputel, Z., Coutant, O., & Nercessian, A. (2008). Towards forecasting volcanic eruptions using seismic noise. *Nature Geoscience*, 1(2), 126–130. <https://doi.org/10.1038/ngeo104>
- Campillo, M., & Roux, P. (2015). Crust and lithospheric structure—Seismic imaging and monitoring with ambient noise correlations. In *Treatise on Geophysics*, (pp. 391–417). Amsterdam: Elsevier. <https://doi.org/10.1016/B978-0-444-53802-4.00024-5>
- Chatellier, J.-Y. (1987). Simulation acousto-élastoplastique du formage des métaux : Application à la détermination des contraintes résiduelles (PhD Thesis).
- Dainty, A. M., & Toksoz, M. N. (1977). Elastic wave propagation in a highly scattering medium—A diffusion approach. *Journal of Geophysics Zeitschrift Geophysik*, 43, 375–388.
- Dainty, A. M., & Toksoz, M. N. (1981). Seismic codas on the Earth and the Moon: A comparison. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 26(4), 250–260. [https://doi.org/10.1016/0031-9201\(81\)90029-7](https://doi.org/10.1016/0031-9201(81)90029-7)
- Derode, A., Tourin, A., & Fink, M. (2001). Random multiple scattering of ultrasound. I. Coherent and ballistic waves. *Physical Review E*, 64(3). <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.64.036605>
- Ford, H., & Alexander, J. M. (1963). Advanced mechanics of materials.
- Grêt, A., Snieder, R., & Scales, J. (2006). Time-lapse monitoring of rock properties with coda wave interferometry: Time-lapse monitoring of rock properties. *Journal of Geophysical Research*, 111, B03305. <https://doi.org/10.1029/2004JB003354>

- Hillers, G., Husen, S., Obermann, A., Planès, T., Larose, E., & Campillo, M. (2015). Noise-based monitoring and imaging of aseismic transient deformation induced by the 2006 Basel reservoir stimulation. *Geophysics*, *80*(4), KS51–KS68. <https://doi.org/10.1190/geo2014-0455.1>
- Hughes, D. S., & Kelly, J. L. (1953). Second-order elastic deformation of solids. *Physical Review*, *92*(5), 1145–1149. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.92.1145>
- Jones, G. L., & Kobett, D. R. (1963). Interaction of elastic waves in an isotropic solid. *The Journal of the Acoustical Society of America*, *35*(1), 5–10. <https://doi.org/10.1121/1.1918405>
- Komatitsch, D., & Vilotte, J.-P. (1998). The spectral element method: An efficient tool to simulate the seismic response of 2D and 3D geological structures. *Bulletin of the Seismological Society of America*, *88*(2), 368–392.
- Kuperman, W. A., Montagner, J.-P., & Tourin, A. (2002). *Imaging of complex media with acoustic and seismic waves*, (Vol. 82). Berlin: Springer Science & Business Media.
- Larose, E., & Hall, S. (2009). Monitoring stress related velocity variation in concrete with a  $2 \times 10^{-5}$  relative resolution using diffuse ultrasound. *The Journal of the Acoustical Society of America*, *125*(4), 1853–1856. <https://doi.org/10.1121/1.3079771>
- Lin, F.-C., Li, D., Clayton, R. W., & Hollis, D. (2013). High-resolution 3D shallow crustal structure in Long Beach, California: Application of ambient noise tomography on a dense seismic array. *Geophysics*, *78*(4), Q45–Q56. <https://doi.org/10.1190/geo2012-0453.1>
- Lockner, D. A., Walsh, J. B., & Byerlee, J. D. (1977). Changes in seismic velocity and attenuation during deformation of granite. *Journal of Geophysical Research*, *82*(33), 5374–5378. <https://doi.org/10.1029/JB082i033p05374>
- Margerin, L. (2005). In A. Levander, & G. Nolet (Eds.), *Introduction to radiative transfer of seismic waves*, *Geophysical Monograph Series*, (Vol. 157, pp. 229–252). Washington, D. C.: American Geophysical Union. <https://doi.org/10.1029/157GM14>
- Meunier, J., Huguet, F., & Meynier, P. (2001). Reservoir monitoring using permanent sources and vertical receiver antennae: The Céré-la-Ronde case study. *The Leading Edge*, *20*(6), 622–629. <https://doi.org/10.1190/1.1439008>
- Moschetti, M. P., Ritzwoller, M. H., & Shapiro, N. M. (2007). Surface wave tomography of the western United States from ambient seismic noise: Rayleigh wave group velocity maps: U.S. Surface Wave Tomography. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, *8*, Q08010. <https://doi.org/10.1029/2007GC001655>
- Murnaghan, F. D. (1951). *Finite deformation of an elastic solid*. New York: John Wiley & Sons.
- Mussett, A. E., & Khan, M. A. (2000). *Looking into the Earth: An introduction to geological geophysics*. Cambridge: Cambridge University Press.
- Olivier, G., Brenguier, F., Campillo, M., Lynch, R., & Roux, P. (2015). Body-wave reconstruction from ambient seismic noise correlations in an underground mine. *Geophysics*, *80*(3), KS11–KS25. <https://doi.org/10.1190/geo2014-0299.1>
- Planès, T., & Larose, E. (2013). A review of ultrasonic Coda Wave Interferometry in concrete. *Cement and Concrete Research*, *53*, 248–255. <https://doi.org/10.1016/j.cemconres.2013.07.009>
- Planès, T., Larose, E., Margerin, L., Rossetto, V., & Sens-Schönfelder, C. (2014). Decorrelation and phase-shift of coda waves induced by local changes: Multiple scattering approach and numerical validation. *Waves in Random and Complex Media*, *24*(2), 99–125. <https://doi.org/10.1080/17455030.2014.880821>
- Poupinet, G., Ellsworth, W. L., & Frechet, J. (1984). Monitoring velocity variations in the crust using earthquake doublets: An application to the Calaveras Fault, California. *Journal of Geophysical Research*, *89*(B7), 5719–5731. <https://doi.org/10.1029/JB089iB07p05719>
- Raffel, M., Willert, C. E., Scarano, F., Kähler, C. J., Wereley, S. T., & Kompenhans, J. (2018). *Particle image velocimetry: A practical guide*. Berlin: Springer.
- Ratdomopurbo, A., & Poupinet, G. (1995). Monitoring a temporal change of seismic velocity in a volcano: Application to the 1992 eruption of Mt. Merapi (Indonesia). *Geophysical Research Letters*, *22*(7), 775–778. <https://doi.org/10.1029/95GL00302>
- Sato, H., Fehler, M. C., & Maeda, T. (2012). *Seismic wave propagation and scattering in the heterogeneous Earth*, (Vol. 496). Berlin: Springer.
- Sens-Schönfelder, C., Pomponi, E., & Peltier, A. (2014). Dynamics of Piton de la Fournaise volcano observed by passive image interferometry with multiple references. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *276*, 32–45. <https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2014.02.012>
- Sens-Schönfelder, C., & Wegler, U. (2006). Passive image interferometry and seasonal variations of seismic velocities at Merapi Volcano, Indonesia. *Geophysical Research Letters*, *33*, L21302. <https://doi.org/10.1029/2006GL027797>
- Sens-Schönfelder, C., & Wegler, U. (2011). Passive image interferometry for monitoring crustal changes with ambient seismic noise. *Comptes Rendus Geoscience*, *343*(8–9), 639–651. <https://doi.org/10.1016/j.crte.2011.02.005>
- Shapiro, N. M., Shapiro, N., Campillo, M., Stehly, L., & Ritzwoller, M. H. (2005). High-resolution surface-wave tomography from ambient seismic noise. *Science*, *307*(5715), 1615–1618. <https://doi.org/10.1126/science.1108339>
- Si-chaib, M. O., Djelouah, H., & Nour, A. (2011). Study of shear ultrasonic waves propagating in materials under static uniaxial loadings: Simulation, shear waves, acoustoelasticity, mechanical stresses, materials. *Strain*, *47*, 134–143. <https://doi.org/10.1111/j.1475-1305.2010.00749.x>
- Smith, R. T. (1963). Stress-induced anisotropy in solids—The acousto-elastic effect. *Ultrasonics*, *1*(3), 135–147. [https://doi.org/10.1016/0041-624X\(63\)90003-9](https://doi.org/10.1016/0041-624X(63)90003-9)
- Snieder, R. (2006). The theory of Coda Wave Interferometry. *Pure and Applied Geophysics*, *163*(2–3), 455–473. <https://doi.org/10.1007/s00024-005-0026-6>
- Snieder, R., Grêt, A., Douma, H., & Scales, J. (2002). Coda Wave Interferometry for estimating nonlinear behavior in seismic velocity. *Science*, *295*(5563), 2253–2255. <https://doi.org/10.1126/science.1070015>
- Thielicke, W. (2014). The flapping flight of birds: Analysis and application. [S.n.].
- Thielicke, W., & Stamhuis, E. J. (2014). PIVlab—Towards user-friendly, affordable and accurate digital particle image velocimetry in MATLAB. *Journal of Open Research Software*, *2*. <https://doi.org/10.5334/jors.bl>
- Toupin, R. A., & Bernstein, B. (1961). Sound waves in deformed perfectly elastic materials. Acoustoelastic effect. *The Journal of the Acoustical Society of America*, *33*(2), 216–225. <https://doi.org/10.1121/1.1908623>
- Tourin, A., Derode, A., Peyre, A., & Fink, M. (2000). Transport parameters for an ultrasonic pulsed wave propagating in a multiple scattering medium. *The Journal of the Acoustical Society of America*, *108*(2), 503–512. <https://doi.org/10.1121/1.429580>
- Trégourès, N. P., & van Tiggelen, B. A. (2002). Quasi-two-dimensional transfer of elastic waves. *Physical Review E*, *66*(3). <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.66.036601>
- Wegler, U., & Lühr, B. G. (2001). Scattering behaviour at Merapi volcano (Java) revealed from an active seismic experiment. *Geophysical Journal International*, *145*(3), 579–592.
- Yates, A. S., Savage, M. K., Jolly, A. D., Caudron, C., & Hamling, I. J. (2019). Volcanic, coseismic, and seasonal changes detected at White Island (Whakaari) Volcano, New Zealand, using seismic ambient noise. *Geophysical Research Letters*, *46*, 99–108. <https://doi.org/10.1029/2018GL080580>

- Zigone, D., Ben-Zion, Y., Campillo, M., & Roux, P. (2015). Seismic tomography of the southern California plate boundary region from noise-based Rayleigh and Love waves. *Pure and Applied Geophysics*, *172*(5), 1007–1032. <https://doi.org/10.1007/s00024-014-0872-1>
- Zigone, D., Ben-Zion, Y., Lehujeur, M., Campillo, M., Hillers, G., & Vernon, F. L. (2019). Imaging subsurface structures in the San Jacinto fault zone with high-frequency noise recorded by dense linear arrays. *Geophysical Journal International*, *217*(2), 879–893. <https://doi.org/10.1093/gji/ggz069>



## Annexe C

# Liste des acronymes

- AHE** Méthode numérique de pré-traitement des images, permettant l'égalisation adaptative de l'histogramme des intensités de sous-domaines d'images et visant à améliorer le contraste de celles-ci, *Adaptive Histogram Equalization*. 96
- ANCCF** Fonction de corrélation croisée de bruit sismique ambiant, *Ambient Noise Cross Correlation Function*. 162
- ANI** Interférométrie de bruit sismique ambiant, *Ambient Noise Interferometry*. 12, 30, 33, 44, 159, 162, 179, 183, 190
- CLAHE** Méthode numérique de pré-traitement des images dérivée de l'égalisation adaptative d'histogramme, permettant de limiter l'amplification du contraste de l'image, *Contrast Limited Adaptive Histogram Equalization*. 96
- CWI** Interférométrie d'ondes de coda, *Coda Wave Interferometry*. xiii–xvi, 2, 12–14, 16–18, 22–26, 32, 33, 35–39, 43, 44, 53, 54, 56, 61, 63, 64, 66–70, 72–74, 77–80, 82, 84, 85, 88–90, 98–100, 103, 104, 106, 108–111, 114–118, 121, 123, 128–131, 136, 138–140, 143–148, 150–155, 159–161, 164, 166, 167, 172, 175, 177, 178, 183–185, 187–190
- DAS** Les systèmes de détection acoustique distribués (DAS) consistent en une technologie de détection qui convertit la fibre de communication standard en un réseau linéaire de capteurs acoustiques, *Distributed acoustic sensing*. 85
- DESTRESS** Programme scientifique du projet européen Horizon 2020 : *Demonstration of soft stimulation treatments of geothermal reservoirs*. iii
- DFT** Transformée de Fourier discrète, *Discrete Fourier Transform*. 96
- DPIV** Outil de vélocimétrie numérique à résolution temporelle, *Digital Particle Image Velocimetry*. 95, 96, 100
- EGS** Systèmes géothermiques améliorés, *Enhanced Geothermal Systems*. iii, xi, 1–5, 7–12, 14, 130, 159
- ETAS** Méthode de prévision probabiliste des événements sismiques tenant compte des relevés sismiques antérieurs, *Epidemic Type Aftershock Sequences*. 11
- GLL** La quadrature de *Gauss-Lobatto-Legendre* est une quadrature usuelle dans les méthodes par éléments spectraux. Les méthodes de quadrature de Gauss, du nom de Carl Friedrich Gauss, sont des méthodes permettant l'approximation de la valeur numérique d'une intégrale, conduisant à remplacer le calcul de celle-ci par une somme pondérée prise en un certain nombre de points du domaine d'intégration. Dans la quadrature de Gauss-Lobatto-Legendre, ces points d'intégration sont les racines d'une équation faisant intervenir la dérivée première des polynôme de Legendre d'ordre  $n$ . 42, 43
- GMSH** Format de fichier de maillage natif du code de génération de grilles de maillage GMSH. 45

- GPU** Processeur graphique, *Graphics Processing Unit*. 114
- HDR** *Hot Dry Rock*. 4
- HPC** Plateforme de calcul haute performance, *High-performance computing*. 51, 114
- M<sub>L</sub>** Magnitude locale (ML). 5, 10, 14, 25
- M<sub>W</sub>** Magnitude de moment (Mw). 9, 10, 33
- MD** Profondeur mesurée le long du puits, *Measured Depth*. 7
- MED** Format de fichier de maillage usuellement utilisé par le code de déformation, *Modélisation et Échanges de Données*. 45
- MPI** Bibliothèque de calcul parallèle utilisant un schéma à mémoire distribuée, *Message Passing Interface*. 51
- MSE** Erreur quadratique moyenne mesurée pour un ensemble de  $n$  prédictions  $\hat{Y}$  des observations  $Y$ . 69
- PSD** Densité spectrale de puissance, *Power Spectral Density*. xvi, 98, 174
- SI** Interférométrie sismique, *Seismic interferometry*. 12, 29, 31, 32, 159
- SWC** Couplant pour ondes de cisaillement, *Shear Wave Couplant*. 58, 94
- TOECs** Paramètres élastiques du troisième ordre, *Third order Elastic Parameters*. 37, 114, 172, 173, 183

## Annexe D

# Glossaire

**coda** Dans des domaines comme la musique ou la danse, la *coda* (de l'italien « queue ») désigne le passage terminal d'une pièce ou d'un mouvement. La coda sismique réfère donc au train d'ondes sismiques qui suit la partie principale comprenant les premières arrivées des ondes. xi, xiii, xvii, 12, 13, 18, 19, 22–24, 26, 29, 32, 34–36, 39, 41, 44, 53, 63, 64, 79, 80, 85, 91, 104, 158–161, 177, 187

**Code Aster** Logiciel libre de déformation s'appuyant sur la méthode des éléments finis, <http://www.code-aster.org>. 18, 22, 41–43, 45–51, 53, 54, 61, 72, 73, 80, 83–85, 97, 100–102, 108, 109, 112, 122, 128, 135, 137, 140, 142, 143, 165, 171–173, 180, 187

**geothermie** Mot composé du grec *geo* (« la Terre ») et *thermos* (« la chaleur »). Il désigne à la fois la *science* qui étudie les phénomènes essentiellement thermiques internes au globe terrestre, et les *technologies* qui visent à exploiter la chaleur d'origine tellurique.. 3

**GMSH** Générateur de maillage sous licence publique générale GNU, <http://gmsh.info>. 42, 45

**Green** La fonction dite de Green décrit, pour deux points du milieu, la propagation des ondes entre ces points et contient toute l'information sur les différents modes de propagation des ondes. 29, 159

**injectivité** Débit auquel un fluide est injecté dans le milieu souterrain par le puits d'injection. 3, 4

**Newmark** La méthode de Newmark permet la résolution numérique d'équations différentielles du second ordre. 50, 55

**proxy** Anglicisme signifiant une approximation, un reflet de. Provient du latin *procuratio*. 73, 143, 153

**saumure** La saumure est une solution aqueuse d'un sel. Le mot provient de deux mots latins : *sal*, sel, et *muria*, eau salée. 5

**Specfem2D** Code de modélisation discrète par éléments finis permettant de simuler en 2D la propagation d'ondes et s'appuyant sur l'application de la méthode des éléments spectraux. iii, xiii, 18, 22, 41–43, 45, 46, 49–56, 59, 60, 67, 79, 85, 89, 97, 100, 108–110, 113, 122, 135–137, 148–150, 172, 187

**tomographie sismique** Technique d'imagerie dont le nom tire son origine de la racine grecque *tomê*, coupe. Il s'agit donc d'une méthode visant à imager une structure sous forme de coupes. 31



# Annexe E

## Liste des symboles

- $\alpha_V$  Coefficient de dilatation volumique [ $K^{-1}$ ]. 133, 135, 144, 148, 166
- $\beta$  Notation choisie pour désigner la pente d'une régression linéaire. 139, 140, 143, 145, 151
- C** Tenseur des coefficients élastiques du second ordre. 135
- $c$  Capacité thermique spécifique [ $J.m^{-3}.K^{-1}$ ]. 133
- CC** Coefficient de corrélation croisée calculé entre deux signaux.. 26, 65, 118
- D** Distance entre la source (virtuelle ou active) et un récepteur [m]. 27, 46, 47, 60, 100, 139
- $d$  Taille caractéristique d'une inclusion ou d'un diffracteur [m]. 27, 60, 100, 139
- DC** Perte de cohérence mesurée entre deux signaux. 17, 88, 89, 118, 119, 124, 126, 184
- $D_{iff}$  Distance caractéristique de diffusion thermique [ $m^2.s^{-1}$ ]. 28, 142
- $\delta$  Déplacement appliqué à l'échantillon [m]. 53, 54, 61, 63–65, 69, 70, 72, 73, 76, 79, 91, 94, 97, 100–103, 106, 112, 113, 120
- dt** Retard de temps de parcours (ou délai) mesuré entre deux signaux [s]. 17, 22, 23, 26, 35, 36, 82, 83, 88, 89, 118, 119, 125, 126
- E** Module de Young [Pa]. xv, 36, 57, 94, 108, 109, 133, 134, 148, 150, 172
- e** Tenseur des déformation. 37, 38, 48, 72
- $\varepsilon$  Variation relative des délais. 76, 77, 106, 153
- $e_{vol}$  Déformation volumétrique ou variation relative de volume sous hypothèse de faibles déformations. 48, 70–74, 78, 144, 147, 172
- F** Force  $F$  [N]. 101, 102, 104
- $f_0$  Fréquence centrale de la source [Hz]. 43, 53, 63, 76, 97, 122, 135, 139, 140, 163, 174
- K** Module d'élasticité isostatique [Pa]. xv, 148, 150
- $K_{er}$  Noyau de sensibilité : une fonction de l'espace permettant de quantifier la sensibilité spatiale d'une grandeur physique mesurée par CWI vis-à-vis du changement à son origine. 36, 39, 79
- $\lambda$  Longueur d'onde [m]. 27, 38, 60, 100, 139
- $\Lambda, \mu$  Notation choisie pour les deux coefficients élastiques du second ordre, aussi appelés coefficients de Lamé [Pa]. 38, 109
- $\lambda_{ther}$  Conductivité thermique isotrope [ $W.m^{-1}.K^{-1}$ ]. 133, 166
- $lc$  Longueur caractéristique des éléments [m]. 49, 50, 55, 56, 83, 97, 100, 112, 121, 134, 163, 171
- L, M, N** Notation choisie pour les trois coefficients élastiques du troisième ordre de Murnaghan [Pa]. 38, 109, 115, 172, 183

- $\ell$  Libre parcours moyen [m]. 27, 28, 46, 47, 58, 60, 98–100, 139, 175
- $\nu$  Coefficient ou ratio de Poisson. 36, 57, 94, 108, 109, 133, 172
- $\nu_{CFL}$  Coefficient caractérisant la condition de convergence de Courant-Friedrichs-Lewy. 50, 56, 97, 136
- $\nu_{CFL,max}$  Borne maximale pour le coefficient caractérisant la condition de convergence de Courant-Friedrichs-Lewy. 50, 55, 56, 97, 136
- $\nu_{eff}$  Coefficient permettant de juger de l'efficacité de la simulation en termes de temps de calcul. Il est calculé à partir du rapport normalisé entre la durée de la simulation impliquant un unique processeur et la durée de calcul associée à l'utilisation de  $n$  unités de calcul indépendantes.. 51, 52
- $R_e$  Limite d'élasticité en compression du matériau [Pa]. 57, 62, 94, 103
- $\rho$  Densité du matériau [ $\text{kg.m}^{-3}$ ]. 36, 57, 94, 133, 148, 150, 172
- $r^2$  Erreur quadratique moyenne normalisée, ou coefficient de détermination multiple, communément appelé « r-square ». 58, 59, 102
- $\sigma$  Tenseur des contraintes. 48
- $\sigma_{eq}$  Contraintes équivalentes de Von Mises [Pa]. 48, 62
- $\tau_{diff}$  Temps caractéristique de diffusion thermique [s]. 140, 142
- $T_f$  Durée d'une fenêtre de discrétisation du signal [s]. 26, 65, 66, 68, 104, 110, 118
- $T_s$  Pas de temps ou échantillonnage des enregistrements [s]. 26, 50, 56, 66, 67, 77, 82, 83, 97, 125, 126, 163
- $V_P$  Vitesse des ondes P [ $\text{m.s}^{-1}$ ]. 57, 79, 133
- $V_S$  Vitesse des ondes S [ $\text{m.s}^{-1}$ ]. 47, 57, 79, 80, 133
- Vol** Volume du système [ $\text{m}^3$ ]. 72
- W** Notions choisie pour faire référence à la densité d'énergie. 26, 46, 98