



HAL
open science

Atténuation et dispersion des ondes P en milieu poreux partiellement saturé: approche expérimentale

Julien Barrière

► **To cite this version:**

Julien Barrière. Atténuation et dispersion des ondes P en milieu poreux partiellement saturé: approche expérimentale. Géophysique [physics.geo-ph]. Université de Pau et des Pays de l'Adour, 2011. Français. NNT : 2011PAUU3025 . tel-00734463

HAL Id: tel-00734463

<https://theses.hal.science/tel-00734463>

Submitted on 21 Sep 2012

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

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

UNIVERSITE DE PAU ET DES PAYS DE L'ADOUR

THÈSE

Présentée pour l'obtention du grade de

DOCTEUR de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour

Spécialité : **Exploration Géophysique**

par

Julien Barrière

Atténuation et dispersion des ondes P en milieu poreux partiellement saturé : approche expérimentale

Soutenue publiquement le 16 décembre 2011

Membres du jury:

M. Hervé PERROUD	Professeur, Université de Pau et des Pays de l'Adour	Directeur de thèse
Mme. Clarisse BORDES	Maître de conférence, Université de Pau et des Pays de l'Adour	Co-directrice de thèse
M. Jean-Paul CALLOT	Professeur, Université de Pau et des Pays de l'Adour	Président du Jury
M. Stéphane GARAMBOIS	Maître de conférence, HDR, Université J.Fourier - Grenoble	Examinateur
M. Yves GUEGUEN	Professeur, Ecole Nationale Supérieure - Paris	Rapporteur
M. Klaus HOLLIGER	Professeur, Université de Lausanne - Suisse	Rapporteur
M. Martin TYGEL	Professeur, Université UNICAMP - Brésil	Examinateur

Remerciements

Merci à mes directeurs de thèse pour la confiance que vous m'avez accordée et votre soutien. Merci à tous les membres du jury pour leur participation et l'évaluation de ce travail.

Merci à toutes les personnes que j'ai pu côtoyer au sein des laboratoires MIGP et LFC-R qui m'ont accueillis successivement pendant ces trois ans. Merci de m'avoir permis de réaliser cette thèse dans de bonnes conditions matérielles et financières.

Merci à tous ceux avec qui j'ai partagé ce travail, pour vos conseils et votre disponibilité.

Merci de m'avoir permis d'enseigner au sein du département des Géosciences, et donner l'opportunité de progresser avec le poste d'ATER.

Merci aux doctorants et étudiants rencontrés à Pau ou lors de conférences pour les bons moments passés. Un remerciement particulier à tous les anciens thésards du MIGP.

Un énorme merci à toute ma famille pour leur soutien sans faille.

Nohé, Lili...merci d'être là. Merci pour tous ces moments de bonheur au quotidien...

Résumé

Afin d'analyser le rôle de la saturation partielle sur la vitesse de phase et l'atténuation des ondes P directes, nous avons élaboré une expérience en laboratoire dans la gamme du kiloHertz. Celle-ci permet une corrélation avec les mesures de terrain et limite les effets d'échelle induits par l'utilisation des traditionnelles mesures ultrasoniques. Le montage expérimental est composé d'un container rempli de sable, équipé d'accéléromètres et de sondes de teneur en eau. Une propagation d'onde est générée par une source mécanique constituée d'une bille en métal frappant une plaque de granite. Plusieurs cycles d'imbibition/drainage sont réalisés entre les saturations résiduelles en eau et en air. Une transformée continue en ondelette a été choisie pour le traitement des données sismiques et validée numériquement par une simulation de propagation d'ondes dans un milieu viscoélastique 2D (code Spec-fem2D). En imbibition et en drainage, la vitesse de phase décroît avec l'augmentation de la saturation, ce qui peut être expliqué par la limite Biot-Gassmann-Wood (BGW) de la théorie de Biot. Ce comportement, typique des mesures de terrain, indique qu'il est possible de considérer le mélange de fluides (eau et air) comme un fluide effectif. L'interprétation de l'atténuation est plus complexe et ne peut être expliquée par le mécanisme de relaxation de flux macroscopique de la théorie de Biot. Il est nécessaire d'introduire une contribution viscoélastique reliée aux pertes frictionnelles grain-à-grain et décrite par un modèle à Q constant. De plus, un hystérésis entre imbibition et drainage est observé et expliqué en introduisant une perméabilité effective du mélange, dépendante des perméabilités relatives à l'eau et à l'air.

Abstract

In order to analyse the role of partial saturation on direct P-waves phase velocity and attenuation, we performed a laboratory experiment in the kiloHertz range to avoid scale effects between field studies and traditional ultrasonic laboratory measurements. This experiment consists in a sand-filled tank equipped with accelerometers and water capacitance probes, where seismic propagation is generated by hitting a steel ball on a granite plate. Several imbibition/drainage cycles were performed between the water and gas residual saturations. Seismic data were processed by a Continuous Wavelet Transform using the complex Morlet wavelet which was numerically validated using a viscoelastic 2D code for wave propagation (Specfem2D). Phase velocity of direct P-wave decreases with the increase of water content, which is quite consistent with Biot-Gassmann-Wood (BGW) limit of the Biot's theory for both imbibition and drainage. This behaviour indicates that the fluid mixture (gas and water) can be considered as an effective fluid, which is typical of field seismic applications. In this experiment, attenuation is very strong and cannot be fully explained by the macroscopic fluid flow of Biot's theory. It is necessary to introduce a viscoelastic contribution linked to the grain to grain overall losses, which are described by a constant Q-model. Moreover, hysteresis between imbibition and drainage are observed and explained by introducing an effective permeability of the mixture depending on water and gas relative permeabilities.

Table des matières

Introduction générale	1
I Approche théorique de la propagation des ondes sismiques dans les milieux poreux partiellement saturés	3
1 Contexte général de la mécanique des milieux poreux	3
1.1 Approche microscopique et techniques d'homogénéisation	3
1.2 Approche macroscopique	4
2 Paramètres des milieux poreux	5
2.1 Propriétés de transport	6
2.1.1 Porosité	6
2.1.2 Tortuosité	7
2.1.3 Perméabilité	8
2.2 Propriétés mécaniques	11
2.2.1 Modules poroélastiques et relations de Gassmann	11
2.2.2 Module d'incompressibilité drainé et module de cisaillement	12
3 Théorie poroélastique de Biot	15
3.1 Equations de mouvement	15
3.2 Interaction visqueuse entre les phases fluide et solide	16
3.3 Vitesse de phase et atténuation	17
3.3.1 Ondes longitudinales dites « ondes P »	19
3.3.2 Ondes transverses dites « ondes S »	19
3.4 Sensibilité de l'onde P à la mobilité du fluide	20
4 Extensions de la théorie de Biot	22
4.1 Saturation partielle	22
4.1.1 Modèle de fluide effectif	22
4.1.2 Limite de validité du modèle de fluide effectif : « Patchy saturation »	23
4.1.3 Vitesse des ondes P : un premier indicateur de la distribution des fluides	26
4.2 Inélasticité du contact grain-à-grain	27
4.2.1 Généralités sur la théorie viscoélastique	27

4.2.2	Friction intergranulaire	30
4.3	Modèle poro-visco-élastique	33
5	Conclusions	34
II Mise en place d'un dispositif expérimental de monitoring sismique d'un sable partiellement saturé		37
1	Etat de l'art expérimental	37
1.1	Techniques expérimentales de mesures des vitesses et des atténuations	37
1.2	Vitesses des ondes P	38
1.3	Atténuation des ondes P	41
1.4	Approche expérimentale choisie	43
2	Dispositif et protocole de mesures	43
2.1	Propriétés du milieu	44
2.2	Capteurs sismiques et sondes de saturation	48
2.3	Fonction source	48
2.4	Cartes de saturation	49
3	Conclusions	54
III Analyse temps-fréquence d'un signal non stationnaire		55
1	Transformée de Fourier à fenêtre (TFF)	55
1.1	Formulation générale	55
1.2	Résolution temps-fréquence : rectangles d'Heisenberg	56
2	Transformée en ondelettes continue (TOC)	57
2.1	Formulation générale	57
2.2	Critères de sélection pour l'ondelette mère	60
2.3	Ondelettes réelles et complexes	60
2.4	Résolution temps-fréquence : rectangles d'Heisenberg	62
3	Simulation numérique 2D de propagation d'ondes sismiques	66
3.1	Code SPECFEM2D	66
3.2	Modélisation d'un milieu viscoélastique	67
3.3	Vitesse de phase de l'onde P	69
3.3.1	Méthode de spectres croisés	69
3.3.2	Cas d'une onde plane sans effet de surface libre	70
3.3.3	Cas d'une onde sphérique sans effet de surface libre	75
3.3.4	Cas d'une onde sphérique avec surface libre	75
3.4	Facteur de qualité de l'onde P	80
3.4.1	Méthode des rapports de spectres	80
3.4.2	Spectre de Fourier et spectre d'ondelette	81
3.4.3	Cas d'une onde plane sans effet de surface libre	81
3.4.4	Cas d'une onde sphérique sans effet de surface libre	82

3.4.5	Cas d'une onde sphérique avec surface libre	82
3.4.6	Influence d'un « zero padding » sur l'estimation du facteur de qualité par TOC	84
4	Conclusions	89
IV Rôle de la saturation et de la distribution des fluides sur la vitesse et l'atténuation des ondes P		91
1	Commentaires sur la détection de l'onde P directe	91
2	Approche dynamique	95
2.1	Vitesse de phase	96
2.2	Inverse du facteur de Qualité	96
2.3	Restriction de la gamme fréquentielle	98
3	Rôle de la distribution de fluides sur les attributs sismiques	100
3.1	Vitesses des ondes P	100
3.2	Atténuation des ondes P	103
3.3	Influence des perméabilités relatives à l'eau et à l'air sur l'atténuation	108
4	Conclusions	110
Conclusions et perspectives		115
Bibliographie		117
A Calibration des sondes capacitatives de teneur en eau		131

Introduction générale

De l'échelle du réservoir d'hydrocarbures à celle de la subsurface, les méthodes sismiques de surface ou de puits constituent un outil majeur en exploration géophysique. Tout d'abord limitée à une interprétation structurale, les avancées dans l'interprétation du signal sismique amènent à une compréhension toujours plus poussée des données. Ainsi l'identification du contenu en fluide et de sa distribution constitue un enjeu majeur dans ces multiples domaines d'application. Le challenge des industries pétrolières est à l'heure actuelle d'optimiser la production d'un gisement à son maximum. Une des raisons du faible taux de récupération d'hydrocarbures d'un réservoir est la création d'une zone de transition due à l'extraction. Cette zone de transition est saturée d'un mélange d'hydrocarbures, de gaz et/ou d'eau. L'identification de cette zone et la détermination de ses propriétés (principalement la saturation en hydrocarbures, gaz et eau) sont un problème essentiel dans le monitoring par sismique 4D de la production d'hydrocarbures (Calvert, 2005). A une échelle plus superficielle, le potentiel des méthodes sismiques reste peu exploité et se limite souvent à une simple interprétation structurale des formations aquifères. Cependant, à l'instar des gisements pétroliers, une meilleure compréhension de la signature sismique du milieu investigué pourrait offrir une alternative aux méthodes traditionnelles en hydrogéophysique (radar, électrique). En ce sens, l'utilisation de méthodes haute résolution telles que la tomographie sismique entre puits ou le PSV (Profil Sismique Vertical) constitue aussi bien un outil pour le monitoring de l'injection de CO₂ (Daley et al., 2008) que pour l'évaluation de la productivité d'un aquifère (Parra et al., 2009). Récemment, Baron & Holliger (2011) ont proposé d'inverser la perméabilité de milieux de subsurface à partir de courbes de dispersion des ondes P obtenues par logs soniques.

Les mesures expérimentales peuvent permettre d'améliorer l'interprétation de ce type d'étude. Depuis les travaux majeurs de Biot (1956a, 1956b, 1962) sur la poroélasticité, de nombreuses théories et expériences traitant de l'effet de la saturation partielle sur les ondes sismiques ont été élaborées (Muller et al., 2010). La difficulté actuelle est de proposer des mesures expérimentales similaires aux mesures de terrains permettant d'analyser dans des conditions contrôlées la validité de ces théories. Nous avons ainsi élaboré une expérience dans le but d'identifier le rôle de la saturation en eau sur l'atténuation et la vitesse des ondes P dans le domaine basse-fréquences ($< 10kHz$). Pour des roches consolidées, des

longueurs d'ondes de l'ordre du mètre (dans la gamme du kHz) ne permettent pas d'utiliser un volume raisonnable en laboratoire. Cependant les milieux non consolidés, typique des milieux de subsurface, possèdent des vitesses d'ondes de volume beaucoup plus faibles. Il est alors possible de mesurer plusieurs longueurs d'ondes sur un échantillon d'un mètre. Nous avons choisi de travailler sur un sable fin sous faible pression de confinement. L'analogie avec les milieux de subsurface est alors immédiate.

Cette thèse s'articule en quatre parties. La première concerne une approche théorique de la propagation des ondes dans les milieux poreux partiellement saturés, où le cas des matériaux non consolidés sera développé. Une approche poro-visco-élastique sera finalement choisie pour décrire la propagation d'ondes dans de tels milieux. Le deuxième chapitre présente tout d'abord un tour d'horizon des principales études expérimentales abordant l'effet de la saturation partielle sur les attributs sismiques des ondes P. Notre approche est ensuite détaillée avec la mise en place d'un dispositif expérimental consistant à effectuer un monitoring sismique à saturation variable. Une méthode d'analyse temps-fréquence des signaux sismiques (Transformée en Ondelettes Continue) est présentée dans le troisième chapitre. Cette transformée est appliquée à des données synthétiques et permet de valider les méthodes utilisées pour calculer la vitesse de phase et l'atténuation des ondes P. Une interprétation des résultats expérimentaux est proposée dans le dernier chapitre, au travers du modèle poro-visco-élastique décrit au premier chapitre où l'influence de la saturation et de la perméabilité est discutée.

Chapitre I

Approche théorique de la propagation des ondes sismiques dans les milieux poreux partiellement saturés

1 Contexte général de la mécanique des milieux poreux

On peut considérer un milieu poreux comme une matrice solide comportant en son sein des vides (la porosité) remplis par un ou plusieurs fluides (dans le cas d'un milieu partiellement saturé). La prise en compte de plusieurs phases complique nécessairement les lois mathématiques visant à régir la physique de ces milieux. Lorsque l'on souhaite étudier le comportement mécanique des milieux poreux contrôlant la propagation des ondes sismiques, deux différentes échelles spatiales d'observation sont envisageables en considérant un volume élémentaire représentatif (V.E.R) : l'échelle microscopique et l'échelle macroscopique.

1.1 Approche microscopique et techniques d'homogénéisation

Cette échelle a la dimension du pore. Les parties solide et fluide occupent des domaines géométriques distincts (figure I.1). C'est à cette échelle que sont écrites les équations mécaniques et physiques qui régissent les comportements des phases et les couplages entre celles-ci. Cependant les longueurs d'ondes utilisées en sismique sont très grandes devant la taille des pores. Les ondes sismiques ne sont alors sensibles qu'aux propriétés macroscopiques du milieu. Le but est alors d'obtenir à partir des équations régissant un volume élémentaire microscopique des lois décrivant macroscopiquement un volume moyen du milieu poreux. C'est en cela que l'on parle d'homogénéisation du milieu et différentes techniques existent pour y parvenir.

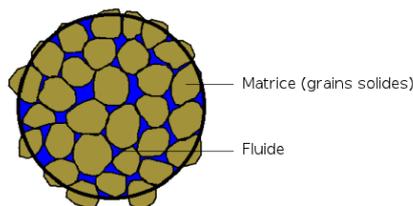


FIG. I.1 – Représentation schématique d'un volume élémentaire de milieu poreux à l'échelle microscopique

Les études se basant sur ce changement d'échelle microscopique-macroscopique sont plutôt récentes, de l'ordre d'une trentaine d'années. Les auteurs posent à l'échelle du pore les équations de comportement de chaque phase et du couplage des phases entre elles. [Burridge & Keller \(1981\)](#) et [Auriault et al. \(1985\)](#) basent leur homogénéisation sur une répétitivité spatiale des hétérogénéités microscopiques. C'est une méthode asymptotique qui consiste à faire tendre la périodicité spatiale de ces hétérogénéités locales vers 0. Les lois sous leurs formes macroscopiques sont alors obtenues. Plus fréquemment, les méthodes de moyennage sont utilisées, notamment par [De La Cruz & Spanos \(1985\)](#), [Pride et al. \(1992\)](#) ou bien encore beaucoup plus récemment [Morency & Tromp \(2008\)](#). Les équations microscopiques sont moyennées sur un volume d'homogénéisation macroscopique, plus grand que les grains et plus petit que les longueurs d'ondes. On passe donc d'un milieu hétérogène à un milieu homogène représentatif. Les équations microscopiques du comportement mécanique du milieu poreux sont celles de l'élasticité de Hooke pour le solide et de Navier-Stokes pour le fluide supposé de type newtonien.

1.2 Approche macroscopique

La définition de volume élémentaire à cette échelle diffère de celle précédemment décrite. Il doit être représentatif du milieu poreux et donc être suffisamment grand pour considérer l'ensemble des phénomènes physiques microscopiques. Ce V.E.R doit alors être plus grand que l'échelle du pore mais plus petit que le système macroscopique étudié. Conceptuellement, le volume élémentaire est modélisé par la superposition des différentes phases du milieu (figure I.2).

C'est l'approche choisie par M.A. Biot, considérant que les principes de la mécanique des milieux continus étaient directement applicables sans avoir à considérer le niveau microscopique. Il a alors utilisé comme équations de comportement celle de Hooke pour le solide et celle de Darcy pour le fluide. Cette démarche, visant à simplifier le problème, sera validée *a posteriori* par les différentes études traitant du changement d'échelle microscopique-macroscopique. Terzaghi en 1926 fut le premier à traiter de la mécanique des milieux poreux mais s'est limité à l'obtention d'équations découplées entre le mouvement de la phase fluide (i.e, l'écoulement) et celui de la phase solide (i.e, la déformation). Biot a étendu cette théorie en considérant un couplage entre ces deux phases.

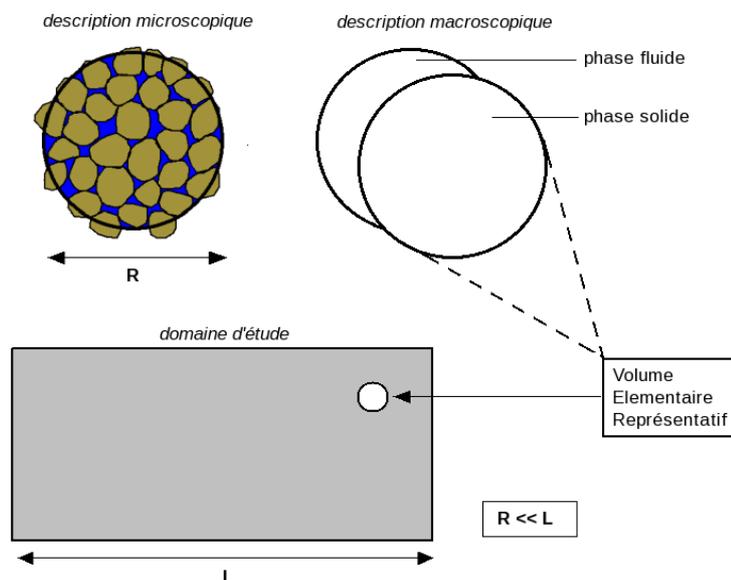


FIG. I.2 – Les différentes échelles spatiales du milieu poreux, adapté de [Dormieux & Bourgeois \(2002\)](#)

Les lois macroscopiques régissant le comportement mécanique d'un milieu poreux ont été établies par Biot en plusieurs étapes. Tout d'abord il proposa une théorie de la déformation d'un milieu isotrope (1941) puis anisotrope (1955) en établissant les relations contraintes-déformations du solide et du fluide. En se basant sur les équations obtenues, Biot définit une formulation analytique de la propagation des ondes dans un milieu poreux. Trois articles de référence ([Biot, 1956a,b,c](#)) constitueront les bases d'une nouvelle théorie en physique, la poro-élasticité. Biot met alors en évidence l'existence d'une deuxième onde de compression, dite "onde P lente" ou "onde lente de Biot". L'autre onde P dite "rapide" correspond à l'onde P classique de la théorie élastique lorsque les effets du fluide sont négligeables. La théorie de Biot prédit également, comme en élastique, l'existence d'une onde S de cisaillement. Une reformulation plus générale de ces travaux sera faite en 1962 ([Biot, 1962a,b](#)). Bien que l'on ne considère généralement la théorie de Biot que sous sa forme purement poro-élastique pour laquelle l'atténuation des ondes n'est provoqué que par un couplage visqueux-inertiel entre le fluide et la matrice, [Biot \(1956c, 1962a,b\)](#) a généralisé son étude au cas anistrophe et viscoélastique.

2 Paramètres des milieux poreux

La théorie poroélastique de Biot fait référence à de nombreux paramètres qu'il convient de définir au préalable. Ils peuvent être regroupés en deux principales catégories : les propriétés dites de "transport" et les propriétés mécaniques. La nature du milieu, consolidé ou

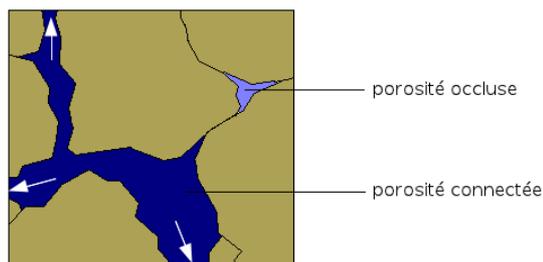


FIG. I.3 – Porosité connectée et porosité occluse au sein d'un milieu poreux

non, joue un rôle prépondérant sur chacun de ces paramètres. Les milieux non consolidés, qui font l'objet de cette thèse, peuvent être apparentés aux sédiments de subsurface sous faible pression de confinement (au maximum quelques centaines de mètres de profondeur). Les milieux consolidés sont quant à eux plus représentatifs des formations géologiques profondes. Bien que le cas des milieux consolidés sera évoqué dans cette partie, une attention particulière sera portée sur l'influence d'une matrice non consolidée sur ces paramètres.

2.1 Propriétés de transport

Le terme "transport" fait ici référence à tous les paramètres utiles pour caractériser le transport d'un fluide dans un milieu poreux. On en distingue principalement trois : la porosité ϕ , la tortuosité γ_0 et la perméabilité intrinsèque k_0 .

2.1.1 Porosité

A l'échelle du pore, on peut distinguer deux types de porosité : la porosité connectée et la porosité occluse (figure I.3). La porosité totale ϕ (sans dimension) correspond au ratio du volume des vides connectés V_V sur le volume total du milieu poreux V_T :

$$\phi = \frac{V_V}{V_T} \quad (\text{I.1})$$

La porosité connectée correspond à l'espace poral continu, qui permet l'écoulement du fluide alors que la porosité occluse représente la part de pores isolés dans la matrice. On considère généralement la porosité égale à sa composante connectée majoritaire. Cette hypothèse n'est pas valable pour les roches volcaniques qui présentent une porosité occluse importante due au piégeage du gaz lors de la solidification du magma. Pour les roches non consolidées comme les graviers ou les sables, la non cimentation des grains favorise une forte porosité connectée. Si les grains sont supposés sphériques et de dimensions identiques, la porosité ne dépend pas de la taille des grains mais uniquement de leur agencement. Ainsi, pour des arrangements réguliers, elle est située entre 0.26 (arrangement rhomboédrique) et 0.476 (arrangement cubique). Pour l'exemple du sable de Fontainebleau dont la majorité des grains ont un diamètre moyen de $250\mu\text{m}$ (distribution granulométrique unimodale), la porosité pourra varier selon l'état de compaction entre 0.34 et 0.41, la limite inférieure

étant obtenue pour un milieu compacté (Maalej, 2007).

La formation des milieux consolidés étant généralement plus complexe, la circulation de fluide l'est autant. Pour certaines roches sédimentaires consolidées, la porosité n'est pas due simplement à l'empilement des grains (porosité intergranulaire) mais peut être liée à la présence de fractures ou de joints de stratification : on peut parler dans ce cas de porosité secondaire ou de double porosité. Les massifs karstiques sont un exemple extrême de double porosité avec la présence de rivières souterraines créées par la dissolution du calcaire. Des phénomènes de double porosité peuvent également intervenir à l'échelle de la porosité intergranulaire. Dans ce cas, la circulation de fluide par des canaux de différentes tailles est souvent due à la présence d'hétérogénéités dans la matrice.

2.1.2 Tortuosité

Alors que la porosité ne donne qu'une information sur la proportion de vides contenus dans le milieu, le paramètre de tortuosité γ_0 (sans dimension) quantifie la géométrie des pores. La définition de ce paramètre peut être différente suivant les auteurs et les disciplines. Dans notre cas, il correspond au facteur de structure défini par Biot (1962a) ou bien encore Berryman (1981). Si l'écoulement du fluide au sein du milieu poreux est visualisé sous forme de canaux de longueur L' alors la tortuosité peut être décrite comme le rapport L'/L où L représente la longueur du canal lorsque celui-ci est droit (figure I.4). La tortuosité minimale est ainsi égale à 1 et correspond à l'écoulement du fluide au travers de tubes capillaires droit.

Parce qu'il existe une forte analogie entre l'écoulement d'un fluide et la conduction électrique, Brown (1980) propose de quantifier ce paramètre au moyen de mesures électriques. En effet, la formulation mathématique de la différence de pression hydraulique dans un capillaire est proche de celle décrivant la différence de potentiel aux bornes d'un conducteur (le débit du fluide est alors l'analogie du courant électrique). Si l'on considère la matrice solide comme étant un parfait isolant électrique (ce qui est particulièrement vrai pour les minéraux siliceux comme le quartz), alors un courant électrique ne pourra être conduit qu'au travers du réseau connecté et rempli de fluide. Ainsi, les relations entre différence de pression/débit et différence de potentiel/courant vont toutes les deux dépendre de la géométrie du réseau poreux. L'étude de la conductivité électrique du milieu poreux permet de quantifier un paramètre sans dimension, appelé facteur de formation \mathbb{F} , défini par la relation :

$$\mathbb{F} = \frac{\sigma_f}{\sigma_e} \quad (\text{I.2})$$

avec σ_f la conductivité du fluide et σ_e la conductivité effective totale du milieu saturé du fluide. En considérant un modèle de réseau capillaire tortueux de porosité ϕ , Brown (1980)

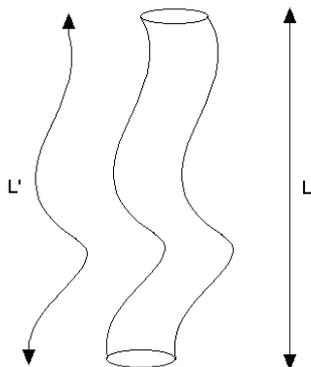


FIG. I.4 – Représentation schématique de canaux d'écoulement permettant la définition de la tortuosité

montre que \mathbb{F} peut s'écrire :

$$\mathbb{F} = \frac{\gamma_0}{\phi} \quad (\text{I.3})$$

γ_0 peut alors être déduite par les mesures directes de la porosité, de la conductivité du fluide et du milieu poreux saturé.

Une autre approche consiste à utiliser une méthode théorique pour déterminer γ_0 . En se basant sur les travaux de Biot en poroélasticité, [Berryman \(1981\)](#) propose une formulation simple reliant tortuosité et porosité pour des milieux formés de grains de même dimensions :

$$\gamma_0 = (1 - r)\left(1 + \frac{1}{\phi}\right) \quad (\text{I.4})$$

où r est une variable qui permet de prendre en compte la forme des grains. Dans le cas des grains sphériques, $r = 0.5$, et varie de 0 à 1 pour d'autres formes ellipsoïdales. Cette expression s'est avérée être une bonne approximation de la tortuosité lorsque celle-ci n'était pas directement mesurable, notamment en géophysique marine où les milieux investigués sont non consolidés ([Breitzke, 2006](#); [Kimura, 2007](#)). Encore plus simplement et suivant la suggestion de [Stoll \(1974\)](#), nombreux sont les expérimentalistes travaillant sur les sédiments marins à considérer $\gamma_0 = 1.25$ pour les sédiments très fortement perméables et $\gamma_0 = 3$ pour les sédiments silteux, moins perméables ([Buchanan, 2005](#)).

2.1.3 Perméabilité

La perméabilité caractérise la capacité d'un milieu poreux à laisser s'écouler un fluide. On distingue les notions de conductivité hydraulique (ou coefficient de perméabilité), notée $K[m.s^{-1}]$ et de perméabilité intrinsèque, notée $k_0[m^2]$. La perméabilité a d'abord été définie par Darcy, en montrant que le débit d'eau par unité de surface était proportionnel à la perte de charge et à un paramètre intrinsèque du milieu : la perméabilité. Dérivée de la loi de Poiseuille pour un capillaire droit, cette loi peut se généraliser à tous les fluides

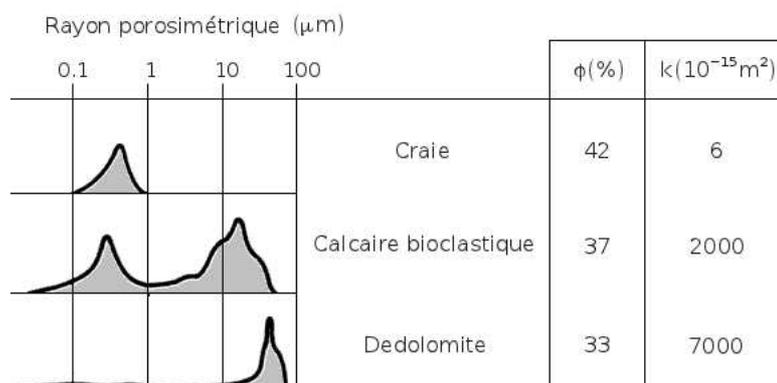


FIG. I.5 – Exemples de spectres porosimétriques de trois roches sédimentaires, d’après Bourbié et al. (1986)

”Newtoniens“ dont la viscosité est indépendante de la vitesse d’écoulement :

$$Q = \frac{k_0}{\eta_f} S \frac{\Delta P}{l} \quad (I.5)$$

avec Q le débit en $[m^3.s^{-1}]$, S la surface de l’échantillon d’épaisseur l . ΔP représente la différence de pression aux deux extrémités de l’échantillon, η_f la viscosité dynamique du fluide, caractérisant les forces de cisaillement au sein du fluide lors de son écoulement. La viscosité dynamique s’exprime en $Pa.s$ et peut varier sur plusieurs ordres de grandeur (ex : à 20 °C et pression atmosphérique, $\eta_f = 10^{-3}$ pour de l’eau douce et $\eta_f > 1$ pour les hydrocarbures).

La perméabilité k_0 est homogène à une surface (son unité est le m^2) et ne dépend pas de la nature du fluide. k_0 peut également être exprimé en Darcy D avec $1D \simeq 10^{-12}m^2$. Les valeurs de perméabilité varient de plusieurs ordres de grandeur selon le type de milieu, consolidé ou non. Les milieux non consolidés à fortes porosités (graviers et sables grossiers) présentent les plus fortes valeurs ($k_0 \simeq 10^{-6}$ à $10^{-11}m^2$) mais les argiles, également très poreuses, sont considérées imperméables ($k_0 < 10^{-18}m^2$). Ainsi, il n’existe pas de relation unique entre perméabilité et porosité car la perméabilité est beaucoup plus influencée par la dimension des canaux à l’intérieur des pores que par la porosité elle-même, représentative de l’abondance de ces canaux (Guéguen & Palciauskas, 1994).

La figure I.5 montre trois spectres porosimétriques de roches sédimentaires obtenus par la méthode de porosimétrie au mercure. Cette technique permet à la fois de caractériser la porosité connectée du milieu mais également le rayon porosimétrique, autrement dit le rayon hydraulique des canaux constituant l’espace poral. On peut observer sur ces diagrammes que le matériau possédant la plus forte porosité (craie) possède la plus faible perméabilité. Au contraire, la roche la moins poreuse (dédolomite) possède une perméabi-

lité jusqu'à 1000 fois plus importante car la dimension moyenne des canaux est en moyenne 100 fois plus grande que celle de la craie. L'importance du diamètre des canaux est nettement visible avec le cas du calcaire biodétritique. Possédant un spectre porosimétrique bimodal (deux types de pores), la forte perméabilité de ce calcaire est largement contrôlée par les canaux de diamètres élevés. On peut également noter que la porosité de la craie est proche de celle d'un sable de plage. Or la perméabilité d'un sable de plage est de l'ordre de 10^{-10} à $10^{-11}m^2$. Une granulométrie élevée (généralement plusieurs centaines de μm pour le diamètre moyen des grains) et la structure non cohésive de la matrice favorisent la formation de canaux de larges rayons hydrauliques, à la différence de la craie.

La perméabilité de milieux simples tels que les sables peut être estimée en idéalisant la géométrie de l'espace poral. Soit la loi de Poiseuille donnant le débit Q_C d'un fluide traversant un capillaire cylindrique de rayon hydraulique R_C et de longueur L :

$$Q_C = \frac{\pi R_C^2 \Delta P}{8 \eta_f L} \quad (I.6)$$

En combinant les lois de Darcy et de Poiseuille, la perméabilité d'un réseau de capillaires cylindriques de porosité ϕ est (Bourbié et al., 1986) :

$$k_0 = \frac{R_C^2 \phi}{8} \quad (I.7)$$

Kozeny et Carman (1961) ont obtenu une expression de k_0 adaptée aux milieux naturels en incluant au modèle pour capillaire droit (eq.I.7) les notions de tortuosité et de surface spécifique (rapport de la surface totale des vides interstitiels sur le volume total du milieu). La surface spécifique étant directement liée au diamètre des grains et leurs agencements, la loi de Kozeny-Carman est donnée par (Bear, 1972; Dias et al., 2008) :

$$k_0 = \frac{d_m^2 \phi^3}{36K(1 - \phi)^2} \quad (I.8)$$

avec d_m le diamètre moyen des grains et le coefficient de Kozeny $K = K_0 \gamma_0^2$. K_0 est un paramètre de forme égal à 2 pour un empilement aléatoire de grains sphériques (Mota et al., 2001). De nombreuses formulations de la loi de Kozeny-Carman existent et l'équation I.8 peut être simplifiée si certaines hypothèses supplémentaires sont faites sur la géométrie du milieu poreux. Ainsi le coefficient $1/(36K_0 \gamma_0^2)$ peut être considéré comme une constante égale 1/150 ou 1/180 (Bear, 1972; Dullien, 1975; Stewart et al., 2006). Cette hypothèse est acceptable pour un empilement dont la porosité varie entre 0.36 et 0.4 et dont la variation de tortuosité ne dépasse pas 15 à 20%. Au delà de cette limite, la dépendance de la tortuosité sur la porosité doit être prise en considération (Mota et al., 2001; Dias et al., 2007). Une autre formulation de la loi de Kozeny-Carman fait apparaître directement la surface spécifique des grains a_S , qui peut être déterminée à partir d'analyses d'images en

lames minces (Berryman & Blair, 1986) :

$$k = \frac{\phi^3}{K\gamma_0 a_S^2} \quad (\text{I.9})$$

où a_S est exprimé en surface par unité de volume (μm^{-1}). Dans cette formulation, l'unité de k est le Darcy. En utilisant une valeur de K égale à 2 ou 3, Walsh & Brace (1984) obtiennent une bonne corrélation de cette formule avec des mesures expérimentales sur des granites de faibles porosités et faibles perméabilités.

2.2 Propriétés mécaniques

2.2.1 Modules poroélastiques et relations de Gassmann

Dans la théorie de l'élastodynamique seuls deux modules, le module d'incompressibilité K et le module de cisaillement μ sont nécessaires à l'écriture du comportement mécanique du milieu. La distinction entre phases fluide et solide en poroélasticité implique la définition de nombreux autres coefficients, appelés modules poroélastiques. Biot (1962a) définit les coefficients H , M et C , eux-mêmes directement reliés aux modules K_U , K_D et B mesurables par essai triaxiaux (Pride, 2005). Le module K_U est appelé module non drainé, correspondant à l'incompressibilité du milieu saturé de fluide et mesuré en appliquant une contrainte sur un échantillon scellé. Le module drainé K_D est mesuré en appliquant une contrainte sur un échantillon ouvert (la pression de fluide ne change pas avec l'augmentation de la pression de confinement). Le dernier module B est appelé "coefficient de Skempton" (Skempton, 1954) et correspond au rapport de la pression de fluide sur la pression de confinement dans le cas non drainé. Les modules C et M sont alors définis par :

$$C = BK_U \quad \text{et} \quad M = \frac{BK_U}{\alpha} \quad (\text{I.10})$$

où α est appelé "constante de Biot-Willis", définie par :

$$\alpha = \frac{1 - K_D/K_U}{B} \quad (\text{I.11})$$

Le module M est appelé "coefficient d'accumulation de fluide" et C , module de couplage (Biot, 1962a). H est désigné comme étant le module non drainé de l'onde P, défini par $H = K_U + 4\mu_U/3$. En faisant l'hypothèse classique que le fluide n'a pas d'influence sur le module de cisaillement, μ_U est équivalent au module drainé μ_D . On définit alors par la suite le module de cisaillement du milieu poreux égale à $\mu = \mu_U = \mu_D$.

Si le squelette solide est considéré élastique, isotrope et uniforme, alors il est possible de déterminer théoriquement les modules H , M et C . Les travaux de Gassmann (1951) ont permis de montrer que B et K_U peuvent être exprimés au travers du module drainé K_D , du module d'incompressibilité des grains solides K_S , du module d'incompressibilité

du fluide K_f et de la porosité ϕ :

$$B = \frac{1/K_D - 1/K_S}{1/K_D - 1/K_S + \phi(1/K_f - 1/K_S)} \quad (I.12)$$

$$K_U = \frac{K_D}{1 - B(1 - K_D/K_S)}$$

Connaissant la nature des grains et du fluide, les modules K_S et K_f sont connus. Les modules restants à déterminer sont alors le module drainé K_D et le module de cisaillement μ .

2.2.2 Module d'incompressibilité drainé et module de cisaillement

D'après la définition du module K_D , la pression de pore ne doit pas influencer sur le comportement mécanique du milieu poreux drainé. K_D est identique quel que soit le fluide considéré et peut être alors apparenté au module du matériau sec. K_D et μ sont néanmoins sensibles à la pression effective P_e , qui dépend de la profondeur des milieux investigués. Dans un milieu considéré isotrope et mono-minéral (hypothèses des relations de Gassmann), $P_e = P_C - p_f$ avec P_C la pression de confinement et p_f la pression du fluide interstitiel (Pride, 2005). Pour l'exemple des milieux non consolidés, une augmentation de pression effective conduit à un réarrangement des grains, une augmentation du contact entre grains et donc une solidification de la matrice. De plus, dans les milieux non cohésifs, K_D et μ ne peuvent correspondre aux modules du matériau sec car la présence d'un film de fluide entre les grains modifie le comportement mécanique de la matrice (Mavko et al., 1998). Dans les milieux consolidés, K_D et μ dépendront principalement du taux de cimentation des grains entre eux. Si l'on souhaite estimer par des modèles physiques une valeur de ces modules, il convient alors de prendre en considération la consolidation du squelette solide, la présence de fluide dans l'espace intergranulaire et l'état de contrainte auquel est soumis le milieu.

Cas des milieux non consolidés

De nombreux modèles (Mindlin, 1949; Digby, 1981; Walton, 1987; Norris & Johnson, 1997) idéalisent le milieu poreux comme un ensemble de sphères de rayons identiques R_a . Cette simplification est donc particulièrement adaptée aux milieux non consolidés à distribution granulométrique unimodale et permet d'obtenir une relation entre porosité, arrangement des grains et modules drainés K_D et μ . K_D et μ vont dépendre de la capacité d'un couple de deux grains sphériques à résister aux forces normales et tangentielles appliquées. On peut parler de contact "Hertzien" entre les grains, en référence à la théorie de Hertz publiée en 1882, dans laquelle seule la contrainte normale était considérée, et qui fut ensuite étendue à sa composante tangentielle par Mindlin (1949). La résistance normale S_N de deux sphères est définie par le rapport de l'augmentation de la force de confinement ∂F sur le raccourcissement du rayon des deux sphères $\partial\delta$. La résistance tangentielle S_T correspond

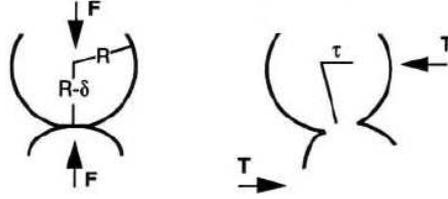


FIG. I.6 – Résistance normale et tangentielle d’une combinaison de deux grains sphériques de rayon identiques, d’après Mavko et al. (1998)

au rapport de l’augmentation de la force tangentielle ∂T sur le déplacement du centre des grains par rapport à la zone de contact initiale (figure I.6) :

$$S_N = \frac{\partial F}{\partial \delta} \quad \text{et} \quad S_T = \frac{\partial T}{\partial \tau} \quad (\text{I.13})$$

Les modules K_D et μ sont alors définis par :

$$K_D = \frac{n(1-\phi)}{12\pi R_a} S_N \quad \text{et} \quad \mu = \frac{n(1-\phi)}{20\pi R_a} (S_N + 1.5S_T) \quad (\text{I.14})$$

où n représente le nombre moyen de contacts par sphère, appelé également nombre de coordination qui dépend de l’arrangement des grains dû à la compaction et donc de la porosité. Une relation entre n et ϕ , représentée en figure I.7, a été obtenue expérimentalement par Murphy (1982) sur des billes de verre sphériques. Pour une répartition aléatoire des grains, n est généralement pris égal à 8 ou 9 ce qui correspond à une porosité comprise entre 0.35 et 0.40. La différence entre la plupart des modèles existants dépend des hypothèses faites sur le glissement tangential des deux sphères en contact : soit le glissement est total (aucune friction), soit nul (friction infinie). Walton (1987) obtient une formulation des modules K_D et μ pour ces deux limites (Pride, 2005) :

$$K_D = \frac{1}{6} \left[\frac{3(1-\phi)^2 n^2 P_e}{\pi^4 C_S^2} \right]^{1/3} \quad \text{et} \quad \mu = R K_D \quad (\text{I.15})$$

avec P_e la pression effective et C_S défini par :

$$C_S = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{\mu_S} + \frac{1}{K_S + 4/3\mu_S} \right) \quad (\text{I.16})$$

Dans le cas d’une matrice composée de quartz pur, le module de cisaillement μ_S de la fraction solide est égal à 44.10^9 Pa. Le paramètre R reliant K_D à μ est une variable prenant en compte la rugosité de l’interface grain à grain :

$$\frac{3}{5} \leq R \leq \frac{18}{5} \left(\frac{K_S + \mu_S}{3K_S + 2\mu_S} \right) \quad (\text{I.17})$$

La limite inférieure correspond à une surface lisse des sphères qui permet un glissement tangential total le long de la zone de contact (“slip limit”) tandis que la limite supérieure

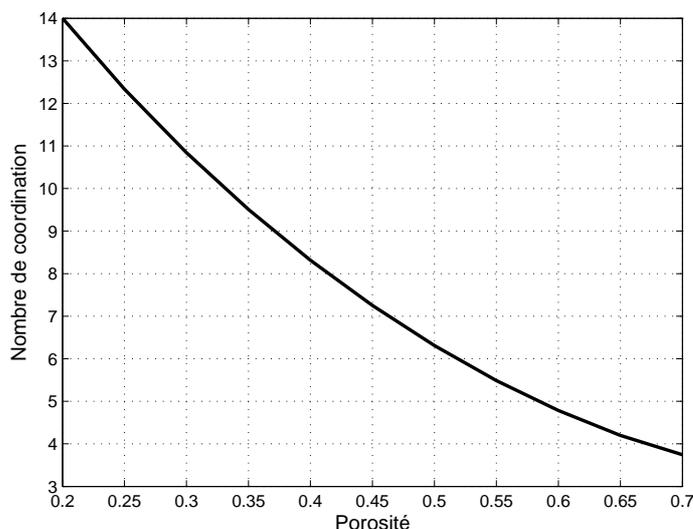


FIG. I.7 – Relation “nombre de coordination - porosité”, d’après [Mavko et al. \(1998\)](#)

implique une très forte rugosité des grains empêchant tout glissement (“no slip limit”). Ces deux limites peuvent également être interprétées en terme de coefficient de Poisson ν . Pour la limite supérieure, ν est défini par ([Walton, 1987](#)) :

$$\nu = \frac{\nu_S}{2(5 - 3\nu_S)} \quad (\text{I.18})$$

où ν_S est le coefficient de Poisson des grains solides. Pour le cas de sphères totalement lisses, le coefficient de Poisson ne dépend pas d’autres paramètres, et est égal à 0.25 quel que soit la nature des grains. Entre ces deux limites, différentes formulations existent pour prendre en compte un glissement partiel des grains ([Mindlin, 1949](#); [Jenkins et al., 2005](#); [Duffaut et al., 2010](#)). Cependant, en s’appuyant sur des données expérimentales obtenues sur des billes de verre et du sable, [Pride \(2005\)](#) et [Duffaut et al. \(2010\)](#) préconisent l’utilisation de la limite inférieure pour le cas d’un milieu granulaire sous faible pression de confinement, typique des milieux de subsurface. [Duffaut et al. \(2010\)](#) indique une limite de $5MPa$, soit 50 fois la pression atmosphérique. Deux raisons justifient ce choix : d’une part, lorsque les grains sont faiblement ou non compactés, un déplacement tangentiel paraît possible sous très faible amplitude de déformation, comme celle engendrée par les ondes sismiques en géophysique d’exploration ($< 10^{-6}m$). D’autre part, en lubrifiant la surface des grains, la présence d’un film de fluide au contact grain à grain diminue la résistance à la friction ([Mavko et al., 1998](#); [Persson et al., 2005](#)) comme schématisé en figure I.8.

Cas des milieux consolidés

Dans les milieux consolidés, les contacts entre grains sont cimentés et n’ont donc pas le même comportement mécanique que dans les milieux non consolidés. La modélisation de

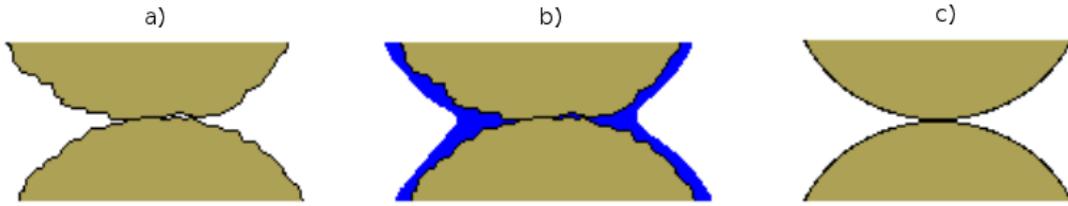


FIG. I.8 – a) contact grain à grain sec, b) contact grain à grain lubrifié, c) idéalisation du contact lubrifié par deux sphères lisses (“slip limit” du modèle de Walton (1987))

tels milieux consiste généralement à considérer le matériau comme un solide avec des cavités (Berryman, 1980). La forme, le volume et la rigidité de ces cavités permettent de définir un modèle pour les modules K_D et μ tout en tenant compte de l’effet de pression qui contrôle la fermeture des cavités. Notre but n’étant pas ici de développer ces modèles plus ou moins complexes, on peut citer une forme simplifiée proposée par Pride (2005) :

$$K_D = K_S \frac{1 + \phi}{1 + c\phi} \quad \text{et} \quad \mu = \mu_S \frac{1 - \phi}{1 + 3c\phi/2} \quad (\text{I.19})$$

Ces formulations de K_D et μ ont l’avantage de ne posséder qu’un seul paramètre libre, le paramètre de consolidation c . En fonction du degré de cimentation, Pride (2005) donne l’exemple d’un grès pour lequel $2 \leq c \leq 20$ (2 correspondant à un état très consolidé et 20 faiblement consolidé).

3 Théorie poroélastique de Biot

Afin de décrire la propagation des ondes sismiques dans un milieu poreux, la théorie de Biot (Biot, 1956a,b, 1962a) constitue la base de nombreux développements théoriques. Dans cette partie est résumée la formulation générale de ce modèle pour un milieu totalement saturé par un fluide monophasique.

3.1 Equations de mouvement

Pour un milieu poreux isotrope et totalement saturé, les équations constitutives, prenant en compte le couplage fluide/solide, sont données par Biot (1962a) :

$$\begin{aligned} \sigma_{ij} &= 2\mu\epsilon_{ij} + [(H - 2\mu)e - C\zeta]\delta_{ij} \\ p_f &= -Ce + M\zeta \end{aligned} \quad (\text{I.20})$$

avec σ_{ij} les composantes de la contrainte et ϵ_{ij} les composantes du tenseur de déformation, incluant le squelette solide et le fluide saturant les pores. p_f désigne la pression de fluide et ζ représente l’accumulation ou la raréfaction de fluide au sein du même volume (souvent appelé en anglais “the increment of fluid content”). e et ζ sont définis comme les divergences $e = \nabla \cdot \mathbf{u}$ et $\zeta = -\nabla \cdot \mathbf{w}$; \mathbf{u} représente le déplacement de la phase solide et \mathbf{w} le mouvement relatif du fluide par rapport au squelette solide, défini par $\mathbf{w} = \phi(\mathbf{u} - \mathbf{U})$ avec ϕ la porosité

connectée du milieu et \mathbf{U} le déplacement de la phase fluide. H , M et C sont des modules poroélastiques, δ_{ij} le symbole de Kronecker. A partir des relations contraintes/déformations (eq.I.20), Biot (1962a) obtient deux équations de mouvement :

$$\begin{aligned} \mu \nabla^2 \mathbf{u} + (H - \mu) \nabla e - C \nabla \zeta &= \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho \mathbf{u} - \rho_f \mathbf{w}) \\ C \nabla e - M \nabla \zeta &= \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho_f \mathbf{u} - m \mathbf{w}) - dF \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{w} \end{aligned} \quad (\text{I.21})$$

avec ρ la masse volumique du milieu poreux, définie par $\rho = (1 - \phi)\rho_s + \phi\rho_f$, où ρ_f est la masse volumique du fluide et ρ_s la masse volumique des grains constituant la matrice solide. Les paramètres m et d définissent les couplages entre les phases fluide et solide, et sont donnés par $m = \gamma_0 \rho_f / \phi$ et $d = F \eta_f / k_0$. F est un facteur de correction viscodynamique décrit en section 3.2.

3.2 Interaction visqueuse entre les phases fluide et solide

La vitesse de déplacement du fluide est l'un des paramètres fondamentaux de la mécanique des fluides. Par conséquent, la fréquence de l'onde sismique qui induit les mouvements fluides, est un paramètre déterminant de la théorie de Biot. L'écoulement du fluide à basses-fréquences est contrôlé par la loi de Darcy et donc par la perméabilité intrinsèque et la viscosité du fluide. L'écoulement est dit laminaire et peut être décrit par la loi de Poiseuille dans le cas d'un capillaire droit. A hautes fréquences, l'écoulement est dominé par les forces inertielles et la résistance visqueuse à la frontière fluide/solide est nettement réduite, ce qui conduit à un écoulement de type piston ou turbulent. La transition entre ces deux comportements apparaît pour une fréquence caractéristique : la pulsation de Biot ω_c , à laquelle les forces visqueuses et inertielles sont égales. A cette fréquence, la dispersion et l'atténuation des ondes sont maximales.

Biot (1956b) décrit le couplage entre la phase fluide et la phase solide en introduisant un facteur de correction viscodynamique complexe $F(\omega)$ représentatif de la résistance à l'écoulement (Buchanan, 2005) :

$$\begin{aligned} F(\omega) &= \frac{\kappa T(\kappa)}{4[1 + \frac{2i}{\kappa} T(\kappa)]} \\ \text{avec} \quad \kappa &= a \sqrt{\frac{\omega \rho_f}{\eta_f}} \end{aligned} \quad (\text{I.22})$$

avec a un paramètre de forme de l'espace poral. $T(\kappa)$ est défini par :

$$T(\kappa) = \frac{J_1(i^{3/2} \kappa)}{\sqrt{i} J_0(i^{3/2} \kappa)} \quad (\text{I.23})$$

avec J_0 et J_1 les fonctions de Bessel respectivement d'ordre 0 et 1. Dans le cas d'un

réseau de capillaire, [Hovem & Ingram \(1979\)](#) définissent a comme analogue au diamètre hydraulique. De nos jours, cette formulation de F est généralement délaissée au profit du modèle JKD ([Johnson et al., 1987](#)) où $F(\omega)$ est défini pour un réseau poreux formé de capillaires aléatoirement répartis ([Carcione, 2001](#)) :

$$F(\omega) = \sqrt{1 + \frac{4i\gamma_0^2 k_0}{\chi \Lambda^2 \phi}} \quad \text{avec} \quad \chi = \frac{\eta_f \phi}{\omega k_0 \rho_f} \quad (\text{I.24})$$

où Λ est un paramètre géométrique relié à la dimension des pores, pouvant être apparenté au paramètre a ([Buchanan, 2005](#)). Les paramètres γ_0 , k_0 et Λ sont liés par la relation :

$$\frac{8\gamma_0 k_0}{\phi \Lambda^2} = 1 \quad (\text{I.25})$$

Dans ce modèle, la pulsation de Biot ω_c est définie par :

$$\omega_c = \frac{\phi \eta_f}{\gamma_0 \rho_f k_0} \quad (\text{I.26})$$

La figure [I.9](#) montre le comportement de la partie imaginaire et réelle de F en fonction de la fréquence. La fréquence de relaxation en Hertz $f_c = \omega_c/2\pi$ sépare le comportement basse et haute fréquence de la circulation du fluide. En dessous de cette fréquence, l'écoulement du fluide est contrôlé par les effets visqueux et à haute fréquence, les effets inertiels prédominent. Autour de f_c , les effets visqueux et inertiels sont considérés équivalents. Plus la perméabilité est faible et la viscosité du fluide importante, plus ce phénomène de relaxation sera décalé vers les hautes fréquences. Le phénomène inverse se produit avec une augmentation de la perméabilité et/ou une diminution de la viscosité.

3.3 Vitesse de phase et atténuation

Par décomposition de Helmholtz, les déplacements du fluide et du solide peuvent être représentés par des potentiels scalaires et vectoriels :

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= \nabla \varphi_u + \nabla \times \psi_{\mathbf{u}} \\ \mathbf{w} &= \nabla \varphi_w + \nabla \times \psi_{\mathbf{w}} \end{aligned} \quad (\text{I.27})$$

avec φ_u et $\psi_{\mathbf{u}}$ les potentiels liés au déplacement du solide et φ_w et $\psi_{\mathbf{w}}$ ceux liés au déplacement du fluide. Les potentiels scalaires φ sont associés aux ondes P. Dans ce cas, le rotationnel du champ vectoriel de déplacement est nul et peut s'écrire sous la forme du gradient d'une fonction scalaire. Les potentiels vecteurs ψ correspondent aux ondes S (divergence nulle) et le champ de déplacement s'écrit sous la forme du rotationnel du potentiel vecteur.

Pour faire le lien avec des grandeurs physiques mesurables (vitesse et atténuation), nous

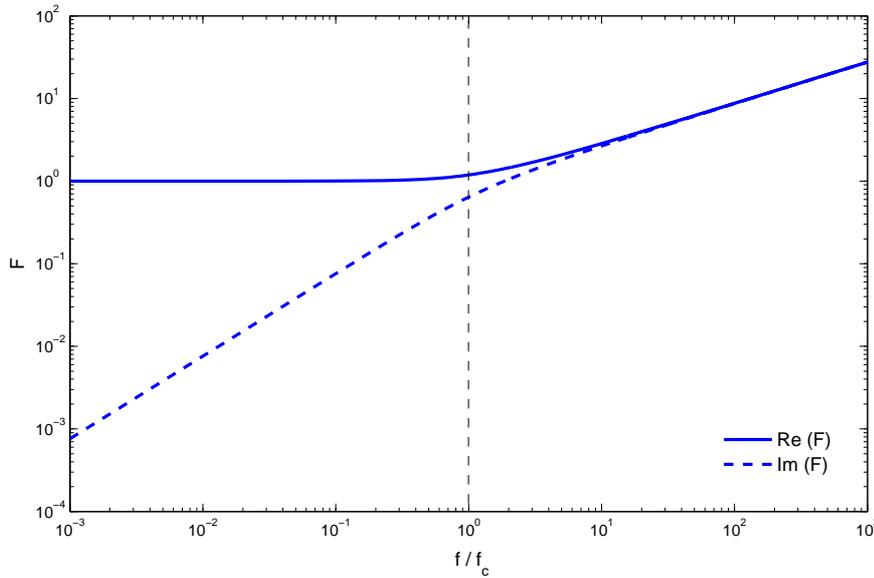


FIG. I.9 – Partie réelle et imaginaire de F pour un sable saturé en eau avec $\eta_f = 10^{-3} Pa.s$, $\rho_f = 1000 Kg.m^3$, $\phi = 0.4$, $\gamma_0 = 1.75$ et $k_0 = 5.10^{-11}$

devons assumer une propagation d'onde plane dans la dimension x , qui s'écrit :

$$\varphi_j = \beta_j e^{i(\omega t - lx)} \quad (I.28)$$

avec $j = u, w$

avec β_j les amplitudes respectives des mouvements solide et fluide, ω la pulsation et l le nombre d'onde complexe défini par :

$$l(\omega) = \omega s(\omega) \quad (I.29)$$

avec s la lenteur complexe de l'onde. La vitesse de phase $V(\omega)$ et le coefficient d'atténuation $\alpha(\omega)$ sont alors définis par :

$$V(\omega) = 1/\Re[s(\omega)] \quad \text{et} \quad \alpha(\omega) = \omega \Im[s(\omega)] \quad (I.30)$$

avec $\alpha(\omega)$, exprimé en $Np.m^{-1}$ (Nepers par mètre), contrôlant la décroissance exponentielle de l'onde dans la direction x . Pour quantifier l'atténuation, il est fréquent d'utiliser le facteur de qualité Q (sans dimension), représentatif de l'énergie perdue sur une longueur d'onde, et défini par (Pride, 2005) :

$$Q^{-1}(\omega) = \frac{2\alpha(\omega)V(\omega)}{\omega} = 2 \frac{\Im[s(\omega)]}{\Re[s(\omega)]} \quad (I.31)$$

3.3.1 Ondes longitudinales dites « ondes P »

En remplaçant \mathbf{u} et \mathbf{w} par les gradients du champ scalaire φ dans les équations de mouvement I.21, on obtient le couple d'équations d'ondes :

$$\begin{aligned} H\nabla^2\varphi_u - C\nabla^2\varphi_w &= \frac{\partial^2}{\partial t^2}(\rho\varphi_u - \rho_f\varphi_w) \\ C\nabla^2\varphi_u - M\nabla^2\varphi_w &= \frac{\partial^2}{\partial t^2}(\rho_f\varphi_u - m\zeta) - dF\frac{\partial}{\partial t}\varphi_w \end{aligned} \quad (\text{I.32})$$

Après substitution de l'équation I.28 dans les équations de mouvement I.32, on obtient la relation de dispersion suivante sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} Hl_P^2 - \omega^2\rho & -Cl_P^2 + \omega^2\rho_f \\ Cl_P^2 - \omega^2\rho_f & -Ml_P^2 + \omega^2m - i\omega dF(\omega) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \beta_u \\ \beta_w \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{I.33})$$

Une condition suffisante et nécessaire pour que l'équation (I.33) possède une solution est que le déterminant soit nul (avec β_u et β_w différents de zéro). Une équation quadratique est alors obtenue avec deux racines pour l_P^2 . Ces deux solutions correspondent aux deux ondes longitudinales rapide et lente. Les lenteurs complexes s_{Pf} (onde rapide) et s_{Ps} (onde lente) peuvent être exprimées, après résolution du système matriciel, sous la forme suivante :

$$s_{Pf,Ps} = \sqrt{\frac{(\rho M + m'H - 2\rho_f C) \pm \sqrt{A}}{2(HM - C^2)}}, \quad (\text{I.34})$$

$$A = (m'H - \rho M)^2 + 4(\rho_f H - \rho C)(\rho_f M - m'C), \quad (\text{I.35})$$

$$m' = m - i\frac{dF}{\omega} \quad (\text{I.36})$$

où le signe + dans l'expression I.34 correspond à l'onde P lente et le signe - à l'onde P rapide. La vitesse de phase $V(\omega)$ et l'inverse du facteur $Q(\omega)$ sont obtenus respectivement par les équations I.30 et I.31.

3.3.2 Ondes transverses dites « ondes S »

Pour obtenir les attributs sismiques des ondes S, on ne considère que les potentiels vecteurs ψ . Après substitution dans les équations de mouvement I.21 et en appliquant la solution pour une onde plane (eq. I.28), on obtient la relation de dispersion suivante :

$$\begin{bmatrix} \omega^2\rho - \mu l_S^2 & -\omega^2\rho_f \\ \omega^2\rho & -\omega^2m + i\omega dF(\omega) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \beta_u \\ \beta_w \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{I.37})$$

	Paramètres	Notations	Valeurs
Grain (Quartz)	Diametre	$d_m(mm)$	0.250
	Densité	$\rho(kg.m^{-3})$	2650
	Module d'incompressibilité	$K_S(Pa)$	36.10^9
	Module de cisaillement	$\mu_S(Pa)$	44.10^9
Fluide	Densité	$\rho_f(kg.m^{-3})$	998
	Module d'incompressibilité	$K_f(Pa)$	$2.25.10^9$
	Viscosité	$\eta_f(Pa.s)$	$[1.10^{-3} - 1]$
Milieu poreux	Porosité	ϕ	0.4
	tortuosité	γ_0	1.75
	permeabilité	$k_0(m^2)$	$[1.10^{-13} - 1.10^{-10}]$
	Module d'incompressibilité	$K_D(Pa)$	$2.55.10^7$
	Module de cisaillement	$\mu(Pa)$	$1.53.10^7$

TAB. I.1 – Tableau de paramètres utilisés pour les figures I.10 et I.11

De la même manière que pour l'onde P, en prenant le déterminant de ce système matriciel nul, une équation lineaire est obtenue pour l_S^2 donnant la lenteur complexe s_S :

$$s_S = \sqrt{\frac{\rho[1 - (\rho_f^2/\rho m')]}{\mu}} \quad (I.38)$$

A basses-fréquences, les comportements de l'onde P rapide et de l'onde S tendent à se rapprocher de ceux de la théorie élastique, non dispersive et non atténuée. L'onde lente est très influencée par les propriétés du fluide (viscosité, densité) et de l'espace poral (porosité, tortuosité et perméabilité) et peut être apparentée, dans la limite basses-fréquences, à une pure diffusion de pression intersticielle (Pride, 2005). Dans cette limite basses-fréquences, l'onde lente est extrêmement lente et très fortement atténuée. Au dessus de la fréquence de coupure f_c , elle devient propagative et moins atténuée, et donc potentiellement mesurable. L'onde lente de Biot est en théorie un très bon marqueur des propriétés hydrogéologiques du milieu poreux, cependant sa détection paraît difficile en conditions réelles d'acquisition sismique de terrain (Bourbié et al., 1986; Pride, 2005). Elle n'a d'ailleurs pu être mesurée qu'en laboratoire à fréquences ultrasoniques, sur des échantillons synthétiques et sous des conditions expérimentales bien spécifiques (Plona, 1980; Smeulders, 2005). Nous n'étudierons par la suite que l'onde P rapide (appelée « onde P ») et l'influence de la saturation sur cette onde.

3.4 Sensibilité de l'onde P à la mobilité du fluide

La définition du facteur F en I.24 montre que l'atténuation et la dispersion des ondes P sont controlées par la densité et la viscosité du fluide, la porosité, la tortuosité et la perméabilité du milieu. Parmi ces paramètres, seules la viscosité du fluide et la perméabilité sont susceptibles de varier de plusieurs ordres de grandeur. Ainsi, la résistance à l'écoulement

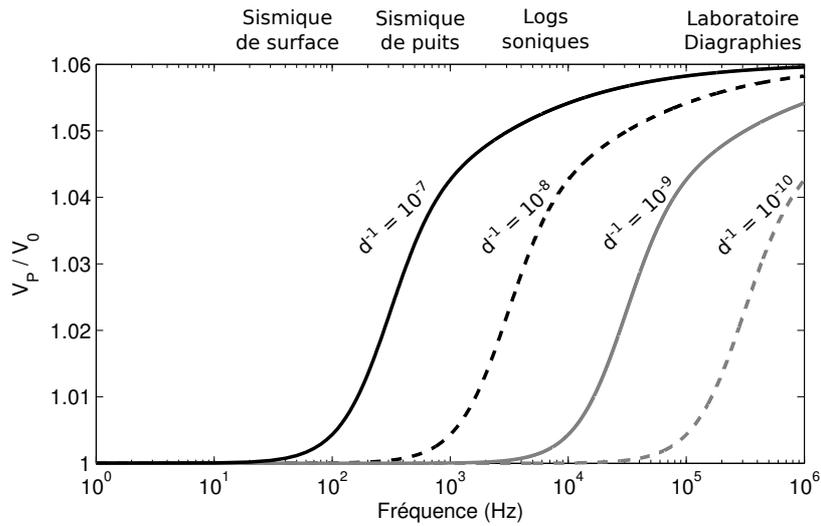


FIG. I.10 – Dispersion des ondes P pour le sable défini au tableau I.1. V_0 représente la vitesse obtenue pour la limite basses-fréquences. La mobilité du fluide d^{-1} est égale à 10^{-7} (ligne noire solide), 10^{-8} (ligne noire pointillée), 10^{-9} (ligne grise solide), 10^{-10} (ligne grise pointillée)

$d = \eta_f/k$, ou la mobilité du fluide d^{-1} définie par [Batzle et al. \(2006\)](#), est le paramètre majeur qui contrôle la dispersion et l’atténuation des ondes P :

- Forte mobilité du fluide : forte perméabilité et/ou faible viscosité (ex : sable saturé d’eau)
- Faible mobilité du fluide : faible perméabilité et/ou forte viscosité (ex : argile ou sable à huiles lourdes)

Considérons le milieu défini par le tableau I.1, représentatif d’un sable pur en silice de type sable de Fontainebleau ([Bourbié et al., 1986](#); [Dano, 2001](#)). Les modules drainés ont été estimés avec le modèle de Walton sous pression atmosphérique (“slip limit”). La viscosité du fluide et la perméabilité varient sur quatre ordres de grandeurs, d’où quatre facteurs de mobilité de fluide différents d^{-1} : 10^{-7} , 10^{-8} , 10^{-9} , 10^{-10} . La dispersion et l’atténuation des ondes P pour ces quatre valeurs de “mobilité de fluide” sont représentées en figure I.10 et I.11. On observe une augmentation de vitesse de l’ordre de 6% lorsque la fréquence dépasse la fréquence de Biot. Au niveau de cette fréquence, l’atténuation est maximale ($Q_P^{-1} \simeq 0.045$). Seules de fortes valeurs de perméabilités (1.10^{-10} , $1.10^{-11}m^2$) et de faibles valeurs de viscosités (1.10^{-3} , $1.10^{-2}Pa.s$) permettent d’observer le mécanisme de relaxation de Biot dans la gamme fréquentielle d’exploration ($< 10kHz$). Lorsque le milieu est saturé par un fluide de forte viscosité (huile lourde par exemple), la dispersion et l’atténuation prédites par le modèle de Biot semblent être négligeables pour $f < 10kHz$. Ainsi, l’utilisation de la théorie de Biot pour l’interprétation de données sismiques ne paraît judicieuse que pour des milieux très perméables et saturés d’eau ($\eta_f = 10^{-3}$). Les géophysiciens travaillant sur les sédiments marins l’utilisent d’ailleurs fréquemment ([Stoll & Bryan, 1970](#); [Buchanan, 2006](#); [Hefner & Williams, 2006](#)).

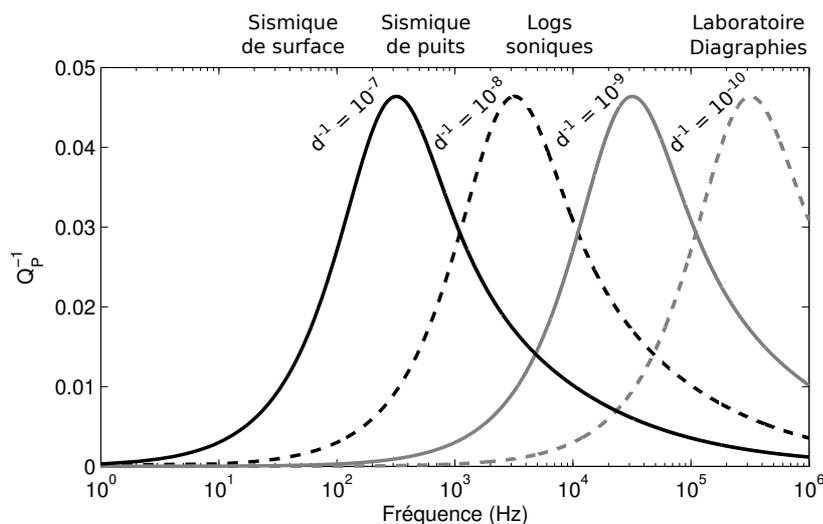


FIG. I.11 – Atténuation des ondes P (Q_P^{-1}) pour le sable défini au tableau I.1. La mobilité du fluide d^{-1} est égale à 10^{-7} (ligne noire solide), 10^{-8} (ligne noire pointillée), 10^{-9} (ligne grise solide), 10^{-10} (ligne grise pointillée)

4 Extensions de la théorie de Biot

Dans la théorie de Biot, la matrice est considérée élastique et le fluide monophasique. Il est clair qu'en réalité ces hypothèses sont rarement respectées. Étendre la théorie de Biot à des milieux plus complexes est alors nécessaire. Ainsi, l'étude des milieux non consolidés et partiellement saturés nécessite une extension de ce modèle de base. Nous présentons ici deux extensions possibles prenant en compte la saturation partielle des pores (modèle de fluide effectif) et un comportement anélastique de la matrice en utilisant un modèle de friction intergranulaire.

4.1 Saturation partielle

4.1.1 Modèle de fluide effectif

Dans les milieux partiellement saturés, les paramètres relatifs aux fluides (η_f , ρ_f , K_f) doivent être réécrits pour prendre en compte la présence de deux phases fluides. Dans le cas d'un mélange eau/gaz, la densité ρ_f du fluide effectif est simplement calculée par une moyenne arithmétique en fonction de S_w , le taux de saturation en eau :

$$\rho_f = \rho_g(1 - S_w) + \rho_w S_w \quad (\text{I.39})$$

avec ρ_g , la densité du gaz et ρ_w la densité de l'eau. Dans le but de définir une viscosité effective, Teja & Rice (1981) ont montré qu'une telle moyenne avec η_g et η_w les viscosités du gaz et de l'eau, surestime la viscosité effective du mélange. Ils proposent donc la relation

suivante :

$$\eta_f = \eta_g \left(\frac{\eta_w}{\eta_g} \right)^{S_w} \quad (\text{I.40})$$

On peut constater que la présence d'un deuxième fluide de moindre viscosité (gaz) augmente la mobilité du fluide monophasique, ce qui a pour effet de décaler la fréquence de relaxation de Biot dans le domaine basses-fréquences. Le module d'incompressibilité du fluide effectif peut être calculé en utilisant une moyenne harmonique, dite moyenne de Reuss (Wood, 1955) :

$$\frac{1}{K_f} = \frac{(1 - S_w)}{K_g} + \frac{S_w}{K_w} \quad (\text{I.41})$$

4.1.2 Limite de validité du modèle de fluide effectif : « Patchy saturation »

Le passage d'une onde sismique induit une différence de pression interstitielle suivant la nature du fluide dans les pores. Le modèle de fluide effectif ne peut s'appliquer que lorsque l'équilibrage des pressions de fluides est total. Cet équilibre va donc dépendre de deux paramètres clefs : la longueur d'onde λ et la taille des hétérogénéités de fluides. Dans le cas d'un milieu partiellement saturé contenant de l'eau et de l'air, les hétérogénéités sont souvent représentées par des « patchs » d'air, d'où le terme patchy saturation, de taille et de forme variables. Si la longueur d'onde est assez grande (*i.e.*, la fréquence d'excitation assez basse) par rapport à la taille de ces patchs, le temps d'une période d'onde sera suffisamment long pour que l'augmentation de pression d'eau s'équilibre avec la phase gazeuse en compressant les zones remplies d'air. Le modèle de fluide effectif est alors adapté et la compressibilité du fluide effectif est calculé avec l'équation de Wood (eq. I.41).

Au contraire, si la longueur d'onde est trop petite, l'équilibre de pression n'est pas atteint et un gradient de pression entre les deux fluides est maintenu. D'une part, les patchs de gaz se comportent de manière plus rigide que sous condition d'équilibre, ce qui a pour effet d'augmenter la dispersion des ondes P (Gist, 1994). D'autre part, ce processus de diffusion de pression de pores conduit à une dissipation d'énergie et donc une atténuation supplémentaire de l'onde (Pride et al., 2004). Dans la littérature, ce phénomène de relaxation est généralement appelé WIFF pour « Wave-Induced-Fluid-Flow » en anglais. Dans ce cas de figure, l'utilisation d'un fluide effectif est inappropriée et les deux phases fluides doivent être considérées séparément. Devant l'inefficacité de la théorie de Biot à prédire l'atténuation mesurée dans les roches consolidées et partiellement saturées, de nombreux auteurs ont proposé d'expliquer l'atténuation des ondes P en considérant cet effet de « patchy saturation ».

Ainsi, White (1975), Johnson (2001) et Pride et al. (2004) proposent d'expliquer les

fortes atténuation et dispersion des ondes P par la présence de patchs de gaz sphériques et répartis périodiquement. Les résultats obtenus par ces trois modèles sont équivalents. Récemment, une répartition aléatoire ou fractale de ces patchs a été considérée (Toms et al., 2006, 2007; Müller et al., 2008). Tous ces modèles ont une caractéristique commune : la taille des patchs d'air doit être mésoscopique, c'est à dire plus grande que la taille des pores et plus petite qu'une longueur d'onde. On peut alors parler de flux mésoscopique.

Afin de déterminer pour quelles tailles d'hétérogénéités un modèle de patchy saturation est adéquat, il est intéressant d'utiliser l'approche de Dutta & Ode (1979) qui inclut le modèle de sphères de White (1975) dans la théorie de Biot. Comme le précise Muller et al. (2010), ce modèle est l'un des plus utilisés pour interpréter les mesures obtenues dans des roches partiellement saturées et pour vérifier les résultats d'autres modèles ou de simulations numériques. L'équilibrage de pression interstitielle est un processus dynamique pouvant être défini par une constante de diffusion D_p et un temps caractéristique d'équilibrage τ_c :

$$\tau_c = \frac{x^2}{4D_p} \text{ avec } D_p = \frac{k_0}{\eta_w} K_w \quad (\text{I.42})$$

où x est la distance limite au dessus de laquelle la pression de pore doit s'équilibrer pour compresser les patchs d'air. Pour des poches d'air sphériques (figure I.12), x peut être exprimé en fonction du rayon du patch R_p et de la saturation en gaz S_g (White, 1975) :

$$x = R_p(S_g^{-1/3} - 1) \quad (\text{I.43})$$

Le comportement du modèle de patchy saturation est déterminé par la valeur de G , paramètre de diffusion sans dimension défini par le produit du temps de relaxation τ_c et de la fréquence f en Hertz (Gist, 1994) :

$$G = f\tau_c = \frac{f\eta_w R_p^2}{4k_0 K_w} [S_g^{-1/3} - 1]^2 \quad (\text{I.44})$$

Quand $G \ll 1$, le modèle de patchy saturation est équivalent au modèle de fluide effectif. Pour $G \gg 1$, l'équilibre des pressions n'intervient jamais. C'est le comportement intermédiaire entre ces deux limites que les modèles de patchy saturation mettent en évidence. Les conditions pour obtenir une faible valeur de G sont une fréquence basse, une faible viscosité, un faible rayon de patchs et une forte perméabilité. La figure I.13 représente la valeur de G pour le sable dont les propriétés sont définies dans le tableau I.1 en fonction de la fréquence ($f < 10^4 \text{ Hz}$) et de la saturation en eau.

On peut constater que les valeurs les plus fortes de G se situent à hautes fréquences et à saturations élevées. Ceci est logique car plus la longueur d'onde sera petite (hautes fréquences) et les patchs de gaz éloignés les uns des autres (x augmente avec la saturation en eau), plus le phénomène de flux mésoscopique aura de chance de se produire. Seules des

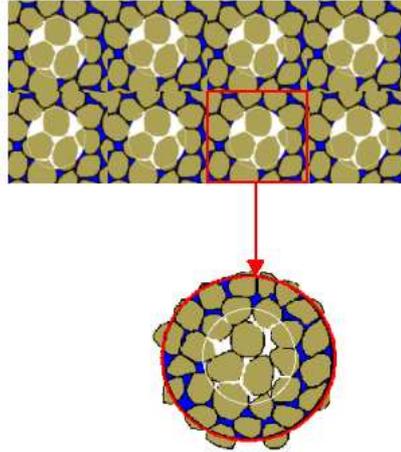


FIG. I.12 – Modèle de White (1975) considérant le milieu partiellement saturé par un ensemble de poches d'air (en blanc) représentés sous forme de sphère pris dans une matrice saturé en eau (en bleu). Le volume élémentaire utilisé dans le modèle est une sphère saturée en gaz de rayon R_p , comprise dans une sphère saturée en eau

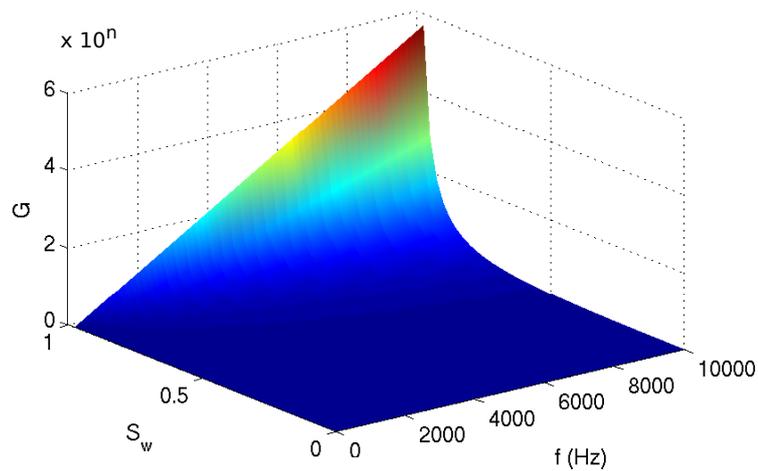


FIG. I.13 – Evolution du paramètre G en fonction de la fréquence et de la saturation en eau pour le sable défini au tableau I.1 avec $k = 10^{-11}m^2$ et $\eta_w = 10^{-3}Pa.s$. L'exposant n (ordre de grandeur de G) est égale à -7 pour un rayon de patche $R_p \simeq 20\mu m$, $n = -3$ pour $R_p \simeq 2mm$, $n = 0$ pour $R_p \simeq 20cm$

hétérogénéités de très grandes tailles (de l'ordre de plusieurs dizaines de centimètres) pourraient conduire à un effet de patchy saturation dans la gamme de fréquence d'exploration. Dans les milieux poreux naturels de subsurface, de telles dimensions d'hétérogénéités sont peu envisageables, les processus d'écoulement de fluides étant très lents et favorisant une répartition homogène des fluides (Gist, 1994). Pour un milieu moins perméable et/ou saturé par un mélange de fluide très visqueux (non représenté ici), la présence d'hétérogénéités de quelques mm à quelques cm suffirait pour obtenir une relaxation due au phénomène de patchy saturation pour $f < 10kHz$.

4.1.3 Vitesse des ondes P : un premier indicateur de la distribution des fluides

En géophysique d'exploration, la mesure de vitesse peut permettre de déterminer s'il est nécessaire d'utiliser un modèle de patchy saturation pour l'interprétation de l'atténuation des ondes P. Les relations de Gassmann sont sans doute les plus utilisées par les géophysiciens pour décrire la variation de vitesses des ondes P avec la saturation, et correspondent à la limite basses-fréquences de la théorie de Biot où la dispersion des vitesses est négligeable. L'expression de la vitesse des ondes P est alors donnée par :

$$V_P = \sqrt{\frac{K_U(S_w) + 4\mu/3}{\rho(S_w)}} \quad (\text{I.45})$$

Dans l'expression de K_U définie en I.12 intervient le module d'incompressibilité du fluide K_f . Comme expliqué en 4.1, l'équation de Wood peut être utilisée pour déterminer le module du fluide effectif (limite de Biot-Gassmann-Wood). La limite de validité de l'équation de Wood correspond aux fréquences où l'effet de patchy saturation devient dominant. Pour le cas opposé à la limite de Biot-Gassmann-Wood (BGW), les hétérogénéités de fluides sont trop grandes par rapport à la longueur d'onde pour que l'équilibrage des pressions intersticielles soit possible. K_U dans l'équation I.45 est remplacé par le module non drainé K_H donné par le théorème de Hill (1964) :

$$\frac{1}{K_H + 4\mu/3} = \frac{S_w}{K_{U_w} + 4\mu/3} + \frac{1 - S_w}{K_{U_g} + 4\mu/3} \quad (\text{I.46})$$

avec K_{U_w} et K_{U_g} les modules non drainés donnés par les relations de Gassmann pour le milieu poreux totalement saturé d'eau ou de gaz. De manière conceptuelle, on peut dire que l'onde sismique "voit" deux milieux poreux distincts saturés de deux fluides différents. Cette limite est appelée Biot-Gassmann-Hill (BGH) ou limite sans écoulement ("no flow limit"). Entre ces deux extrêmes, le terme de patchy saturation est alors utilisé pour décrire un comportement intermédiaire. La figure I.14 représente ces deux limites pour le sable défini au tableau I.1. Un saut de vitesse important est obtenu pour les plus fortes saturations, où la vitesse "BGH" peut atteindre, autour de 95% de saturation en eau, plus de trois fois la valeur de la vitesse "BGW".

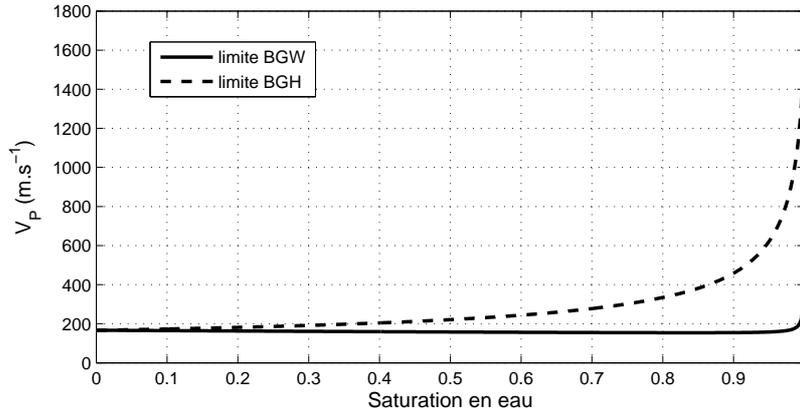


FIG. I.14 – Limite BGW (ligne noire solide) et limite BGH (ligne noire pointillée) de la vitesse des ondes P pour le sable défini au tableau I.1

4.2 Inélasticité du contact grain-à-grain

Au passage d'une onde sismique, la dissipation de l'énergie a lieu, non seulement dans le fluide (atténuation de Biot) mais également au contact grain à grain. Cette zone de contact est généralement modélisée par un phénomène de relaxation viscoélastique qui, à la différence du comportement élastique, n'a pas une déformation instantanée en réponse à une contrainte. Un rappel du principe de viscoélasticité appliqué à la propagation d'onde est faite dans cette partie et s'inspire de Bourbié et al. (1986) et Borchardt (2009). Un modèle viscoélastique est ensuite décrit en 4.2.2 afin de décrire l'inélasticité du contact grain à grain.

4.2.1 Généralités sur la théorie viscoélastique

Pour introduire la notion de viscoélasticité, considérons le cas simple d'un milieu à une dimension. Pour le cas élastique, la déformation est instantanée et la relation entre contrainte σ et déformation ε est donnée par $\sigma = E\varepsilon$, avec E est le module d'Young. Lorsque le milieu est considéré comme viscoélastique, la réponse est différée en temps, et les relations contraintes/déformations sont données par :

$$\sigma = \Omega * \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \quad \text{et} \quad \varepsilon = \Gamma * \frac{\partial \sigma}{\partial t} \quad (\text{I.47})$$

où Ω et Γ sont appelées fonctions de relaxation et de fluage et le symbole « * » indique un produit de convolution. Reportées dans le domaine fréquentiel, sachant que la transformée de Fourier d'un produit de convolution est le produit des transformées de Fourier, les deux équations I.47 deviennent :

$$\hat{\sigma}(\omega) = M(\omega)\hat{\varepsilon}(\omega) \quad \text{et} \quad \hat{\varepsilon}(\omega) = J(\omega)\hat{\sigma}(\omega) \quad (\text{I.48})$$

où M et J sont complexes et correspondent respectivement, au module de relaxation et à la complaisance de fluage. Le symbole « $\hat{}$ » représente la transformée de Fourier. $M(\omega)$ et $J(\omega)$ sont définis par :

$$\begin{cases} M(\omega) = \int_{+\infty}^{-\infty} \frac{\partial \Omega}{\partial t} e^{i\omega t} dt \\ J(\omega) = \int_{+\infty}^{-\infty} \frac{\partial \Gamma}{\partial t} e^{i\omega t} dt \end{cases} \quad (\text{I.49})$$

Considérons maintenant le problème de la propagation sismique à une dimension. Dans un milieu élastique, l'expression de la vitesse de phase d'une onde plane est définie par :

$$V = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (\text{I.50})$$

La vitesse est indépendante de la fréquence et l'onde n'est pas atténuée. L'analogie avec un milieu viscoélastique linéaire peut se faire directement en remplaçant E par le module $M(\omega)$ complexe, ce qui implique une dispersion et une atténuation de l'onde :

$$V(\omega) = \sqrt{\frac{\Re[M(\omega)]}{\rho}} \quad (\text{I.51})$$

Dans le contexte des théories viscoélastiques, l'inverse du facteur de Qualité peut être défini par (Tonn, 1991) :

$$Q^{-1}(\omega) = \frac{\Im[M(\omega)]}{\Re[M(\omega)]} \quad (\text{I.52})$$

Afin de définir le module $M(\omega)$, il est possible d'exprimer le comportement viscoélastique du milieu par des modèles rhéologiques plus ou moins simples, constitués par l'assemblage de deux modèles élémentaires : le ressort qui décrit la part d'élasticité du matériau et l'amortisseur qui représente le comportement visqueux (figure I.15). Pour le ressort, la relation contrainte/déformation est donnée par l'élasticité de Hooke. Pour l'amortisseur cette relation est :

$$\sigma = \eta * \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \quad (\text{I.53})$$

Reportée dans le domaine fréquentiel, cette relation montre que $M(\omega) = i\omega\eta$ pour un milieu totalement visqueux. En appliquant l'expression I.52, cela implique que Q^{-1} est infini car aucune énergie n'est emmagasinée et restaurée, donc la dissipation d'énergie est totale.

Lorsque l'on souhaite caractériser le comportement viscoélastique d'un solide, le modèle de Zener, dit également « standard », est couramment employé. Ce modèle est constitué d'un ressort E_1 et d'un amortisseur en parallèle η_1 , et d'un deuxième ressort en série E_2 (figure I.16), définissant un module complexe $M(\omega)$ équivalent définie par (Borcherdt,

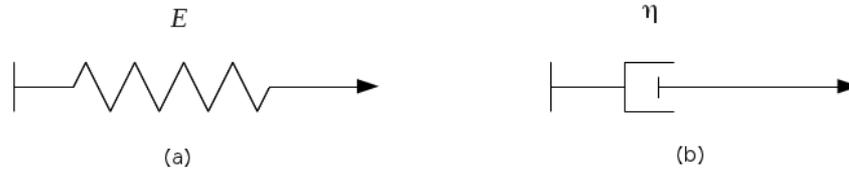


FIG. I.15 – Modèles élémentaires rhéologiques : a) Ressort b) Amortisseur

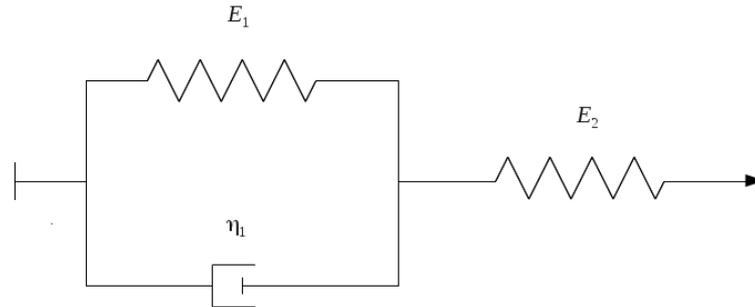


FIG. I.16 – Représentation rhéologique du modèle viscoélastique de Zener

2009) :

$$M(\omega) = M_r \frac{1 + i\omega\tau_\varepsilon}{1 + i\omega\tau_\sigma} \quad (\text{I.54})$$

avec M_r le module élastique relâché pouvant être apparenté au modèle élastique classique. Les deux paramètres τ_ε et τ_σ sont définis par :

$$\tau_\varepsilon = \frac{\eta_1}{E_1} \quad \text{et} \quad \tau_\sigma = \frac{\eta_1}{E_1 + E_2} \quad (\text{I.55})$$

τ_ε est appelé « temps de relaxation de la déformation » et correspond à une expérience au cours de laquelle on impose une contrainte constante en observant la déformation (essai de fluage). τ_σ est appelé temps de relaxation de la contrainte et correspond à une expérience au cours de laquelle on impose une déformation constante en observant la relaxation de la contrainte à imposer pour maintenir cette déformation constante (essai de relaxation).

La figure I.17 représente le facteur de qualité et la vitesse de phase pour $M_r = 1\text{GPa}$, $\tau_\varepsilon = 2.10^{-4}\text{s}$ et $\tau_\sigma = 1.10^{-4}\text{s}$. L'atténuation est étroitement liée à la dispersion pour laquelle la plus forte valeur de Q^{-1} est obtenue à une fréquence caractéristique ω_z correspondant à la pente maximale de la courbe de dispersion. Cette fréquence, également appelée fréquence centrale ou fréquence de relaxation, est définie pour le modèle de Zener par :

$$\omega_z = \frac{1}{\sqrt{\tau_\varepsilon\tau_\sigma}} \quad (\text{I.56})$$

Pour le cas à deux et trois dimensions, la démarche reste la même. En appliquant le principe de correspondance défini par Bland (1960), chaque module élastique peut être

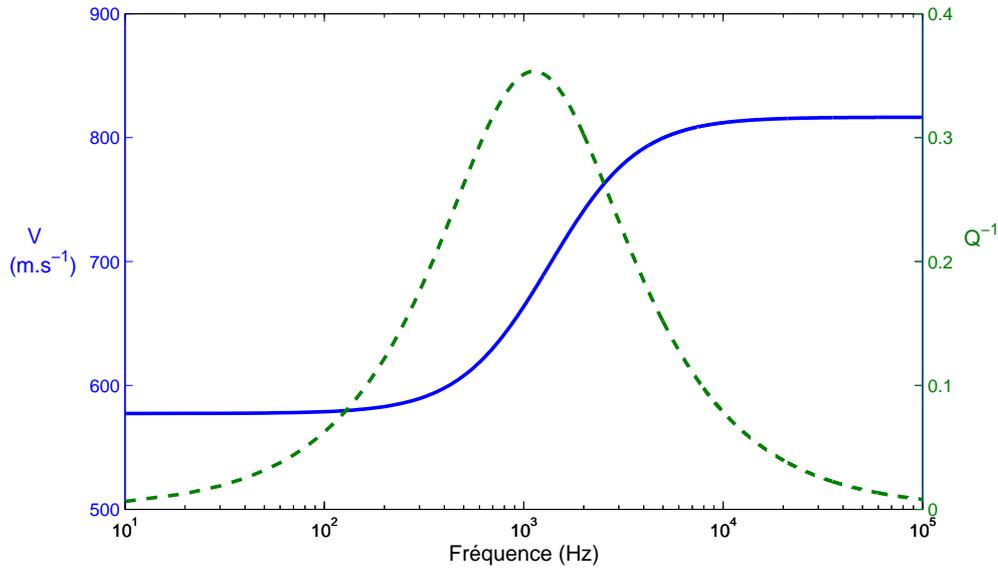


FIG. I.17 – Vitesse (en bleu, ligne solide) et atténuation (en vert, ligne pointillée) obtenues avec le modèle de Zener unidimensionnel

identifié par un module viscoélastique équivalent dans l'équation des ondes sismiques. La matrice du milieu poreux étant considérée élastique dans la théorie de Biot, une approche poro-visco-élastique est alors possible.

4.2.2 Friction intergranulaire

Comme cela a été évoqué précédemment, lorsqu'une onde sismique traverse un milieu non consolidé, une dissipation d'énergie intervient au niveau de la zone de contact entre deux grains (Biot, 1962a; Walsh, 1966; Stoll & Bryan, 1970; Duffaut et al., 2010). Cette perte d'énergie est attribuée selon ces auteurs à une friction grain-à-grain lors du passage de l'onde, indépendante de la fréquence mais dépendante du taux de contrainte (Walsh, 1966). En dessous d'une valeur seuil de déformation, le glissement des grains ne peut se produire. Ainsi, pour que ce phénomène soit réellement significatif, quelques conditions particulières doivent être réunies. D'une part, les amplitudes de déformation en sismique étant très faibles, un réarrangement des grains n'est possible que lorsque la matrice n'est pas cimentée. Les pertes par friction ne sont généralement pas considérées dans les roches consolidées (Winkler & Plona, 1982). D'autre part, même pour les milieux non consolidés, ce phénomène ne peut être significatif que sous faible pression de confinement. Ainsi, comme l'expliquent Duffaut et al. (2010), le milieu peut être visualisé comme un empilement de sphères lisses ("slip limit" du modèle de Walton, cf. 2.2.2), ce qui implique une très faible résistance mécanique de la matrice. L'atténuation sismique générée par cette "zone de faiblesse" du milieu étant considérée indépendante de la fréquence, elle ne peut être modélisée par le modèle de Zener décrit en 4.2.1. Pour rendre compte de cette dissipation d'énergie importante dans les sédiments marins, Stoll & Bryan (1970) proposent de définir

	Paramètres	Notations	Valeurs
Grain	Densité	$\rho(kg.m^{-3})$	2690
	Module d'incompressibilité	$K_S(Pa)$	36.10^9
	Module de cisaillement	$\mu_S(Pa)$	44.10^9
Eau	Densité	$\rho_f(kg.m^{-3})$	1023
	Module d'incompressibilité	$K_f(Pa)$	$2.395.10^9$
	Viscosité	$\eta_f(Pa.s)$	$1.05.10^{-3}$
Sable	Porosité	ϕ	0.385
	tortuosité	γ_0	1.35
	permeabilité	$k_0(m^2)$	2.5^{-11}
	Module d'incompressibilité	$K_D(Pa)$	$4.36.10^7$
	Module de cisaillement	$\mu(Pa)$	$2.92.10^7$

TAB. I.2 – Tableau de paramètres utilisés pour la figure I.18, correspondant à un sable fin quartzeux, d'après Buchanan (2005)

les modules de la matrice K_D^* et μ^* complexes tels que :

$$K_D^* = K_D(1 + iQ_{K_D}^{-1}) \quad \text{et} \quad \mu^* = \mu(1 + iQ_{\mu}^{-1}) \quad (I.57)$$

avec respectivement Q_{K_D} et Q_{μ} les facteurs de qualité dilatationnels et tangentiels. En appliquant les relations de Gassmann définies en 2.2.1, les modules poroélastiques H , M et C deviennent également complexes. Cette approche, souvent appelée modèle de Biot-Stoll, est très utilisée dans le domaine de la géophysique marine (Buchanan, 2005; Kimura, 2007). La figure I.18 est un exemple d'application du modèle de Biot-Stoll pour un sédiment marin saturé dont les propriétés sont définies en I.2. Deux valeurs de Q_K et Q_{μ} sont choisies. Le premier couple de valeurs ($Q_{K_D} = 65$ et $Q_{\mu} = 50$) correspond aux facteurs de qualité choisis par Buchanan (2005). Le deuxième, $Q_{K_D} = 6.5$ et $Q_{\mu} = 5$, correspond à une atténuation viscoélastique 10 fois plus importante. Dans le modèle final, Q_{K_D} et Q_{μ} contrôlent le décalage en amplitude de la courbe d'atténuation Q_P^{-1} tandis que la part d'atténuation fréquemment dépendante est elle définie par le modèle de Biot. L'influence du modèle viscoélastique n'est significative qu'à basses-fréquences alors que l'atténuation des ondes P dans la bande du kHz est principalement contrôlée par le modèle initial de Biot.

Turgut (1991) a noté que la formulation de Stoll ne satisfaisait pas les relations de Kramers-Kronig en terme de causalité. En effet, si la relation contrainte/déformation est considérée linéaire pour un milieu viscoélastique, une atténuation supplémentaire devrait s'accompagner d'une dispersion des vitesses (Mavko et al., 1998), ce qui n'est pas le cas dans le modèle de Stoll & Bryan (1970) car K_D et μ sont fréquemment indépendants. Keller (1989), Pham et al. (2002) ou encore Hefner & Williams (2006) proposent, pour compenser cette lacune, d'utiliser le modèle à Q-constant (Kjartansson, 1979) où K_D et μ

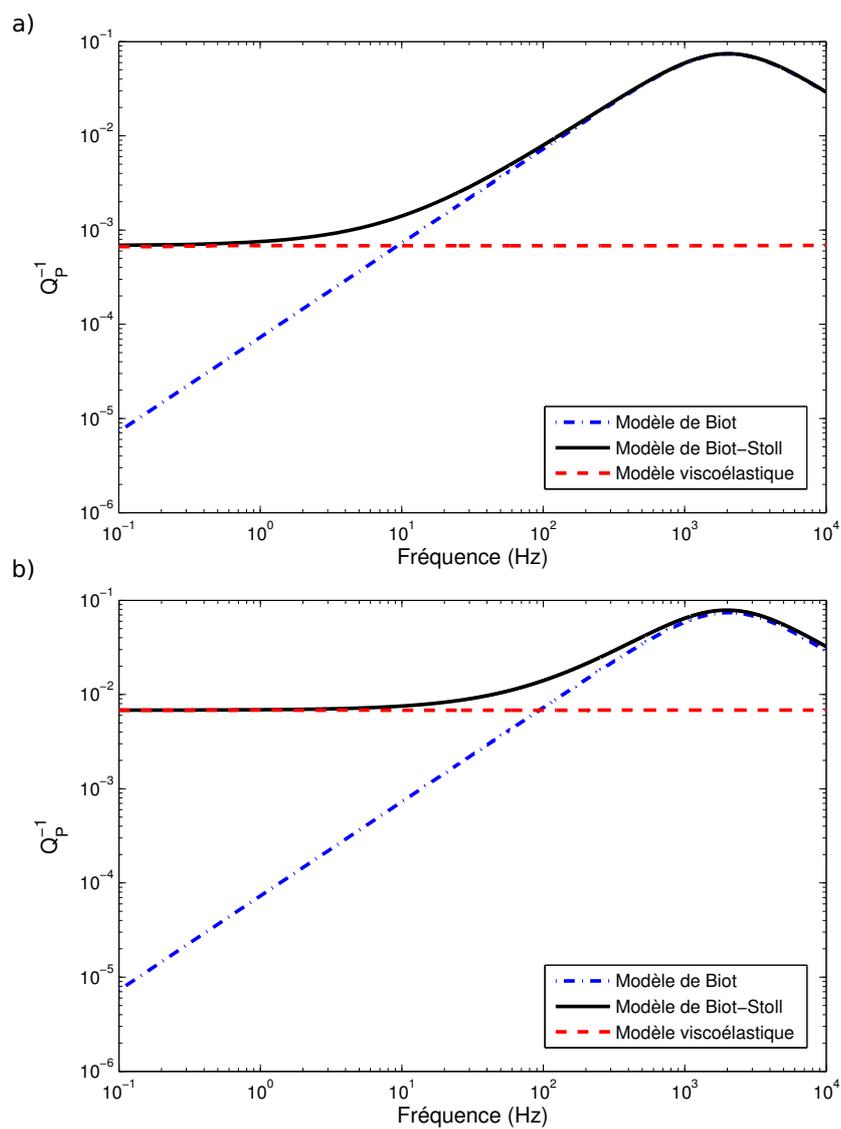


FIG. I.18 – Modèle de Biot-Stoll appliqué à un sédiment marin sableux défini dans le tableau I.2 avec a) $Q_{KD} = 65$ et $Q_\mu = 50$ et b) $Q_{KD} = 6.5$ et $Q_\mu = 5$

sont définis par :

$$\begin{aligned} K_D^* &= K_D \left(i \frac{\omega}{\omega_0} \right)^{2\gamma_{K_D}} & \text{avec} & \quad \gamma_{K_D} = \frac{\text{atan}(Q_{K_D}^{-1})}{\pi} \\ \mu^* &= \mu \left(i \frac{\omega}{\omega_0} \right)^{2\gamma_\mu} & \text{avec} & \quad \gamma_\mu = \frac{\text{atan}(Q_\mu^{-1})}{\pi} \end{aligned} \quad (\text{I.58})$$

avec ω_0 la fréquence de référence du modèle à Q-constant. Ce modèle permet de concilier un facteur de qualité indépendant de la fréquence identique à la formulation de Stoll et une dépendance fréquentielle des modules complexes K_D et μ . Pour des milieux non consolidés, sous faible pression de confinement et de granulométrie uniforme, il est possible d'utiliser le modèle de Walton pour estimer une valeur de K_D , où $\mu = 3/5 K_D$ (cf. section 2.2.2). De la même manière, Q_μ peut également être relié à Q_{K_D} par un rapport 3/5.

Ainsi, ce modèle ne nécessite que deux paramètres à définir, ω_0 et Q_{K_D} . Il est important de préciser que dans ce modèle la vitesse croît linéairement avec la fréquence jusqu'à l'infini, ce qui n'est pas physiquement plausible. L'utilisation du modèle à Q-constant doit nécessairement être contrainte à un intervalle de fréquence précis. La dispersion due au phénomène de friction intergranulaire est alors uniquement prise en compte pour la bande de fréquence dans laquelle les mesures sont obtenues. Cette limite est décrite par la relation suivante :

$$\frac{1}{\pi Q} \left| \ln \frac{\omega}{\omega_0} \right| \ll 1 \quad (\text{I.59})$$

Pour satisfaire cette relation, ω_0 peut être choisie comme étant la fréquence maximale de la gamme fréquentielle explorée. Il est à noter également que Liu et al. (1976) ont proposé avant Kjartansson (1979) un modèle viscoélastique similaire en juxtaposant sur une large bande fréquentielle plusieurs modèles de Zener. Le résultat conduit à un facteur Q quasiment constant (modèle NCQ, "Nearly-Constant-Q"), équivalent au modèle à Q-constant pour $Q > 10$ (Bourbié et al., 1986). Le modèle à Q-constant est en fait une limite du modèle NCQ, construit à partir d'un ensemble infini de modèles de Zener.

4.3 Modèle poro-visco-élastique

La mise en commun de tous les phénomènes cités nous amène à définir un modèle poro-visco-élastique permettant d'appréhender la vitesse de phase et l'atténuation d'un milieu non consolidé partiellement saturé. La figure I.19 présente l'évolution de V_P et de Q_P^{-1} des composantes viscoélastique et poroélastique de ce modèle, en fonction de la fréquence et la saturation, pour le sable défini au tableau I.2. Le modèle viscoélastique utilisé est le modèle à Q-constant et les valeurs de Q_{K_D} et Q_μ sont identiques à celles utilisées pour la figure I.18 b, représentative d'un milieu très atténuant. L'influence de la friction sur l'atténuation (Q_P^{-1}) est faible à saturation totale en comparaison avec l'atténuation de Biot tandis que

pour des saturations inférieures à 95% la composante viscoélastique est majoritaire (environ 5 à 15 fois plus grande).

La figure I.19 montre également la dispersion de vitesse des ondes P obtenue en utilisant le modèle à Q-constant et le modèle de Biot. A saturation totale, la dispersion des vitesses pour le modèle viscoélastique est négligeable ($< 1\%$) et justifie l'approche de Stoll de considérer K_D et μ fréquemment indépendants pour des sédiments marins saturés. Au contraire, pour une large gamme de saturation (0 à 95%), la dispersion viscoélastique est majoritaire (jusqu'à 25% et inférieure à 5% pour le modèle de Biot). On peut conclure que sur une large plage de saturation, la dispersion due au fluide est négligeable en comparaison avec la dispersion viscoélastique. L'atténuation est sensible à la présence des fluides mais reste majoritairement influencée par la composante viscoélastique.

5 Conclusions

La propagation des ondes sismiques dans les milieux poreux est un phénomène très complexe. En se basant sur la théorie de Biot, nous proposons un modèle poro-visco-élastique adapté aux milieux homogènes, isotropes, non consolidés et partiellement saturés. De nombreux auteurs envisagent la friction intergranulaire comme un phénomène de relaxation important dans les milieux non consolidés. Les géophysiciens étudiant les sédiments marins ont considéré la friction suivant différentes approches et le modèle à Q-constant paraît être le plus adapté pour décrire ce phénomène. Il peut être vu comme un modèle d'ajustement, permettant de considérer par la suite d'autres mécanismes de relaxation qui nous intéressent d'avantage. Ces mécanismes sont dans notre cas ceux liés à la saturation partielle du milieu : le phénomène de relaxation de Biot (écoulement macroscopique) et de patchy saturation (écoulement mésoscopique). Selon la mobilité du fluide, l'amplitude de ces phénomènes peut varier de manière significative dans la gamme fréquentielle d'exploration ($< 10kHz$). Pour un sable non consolidé et partiellement saturé en eau et en air, le modèle poro-visco-élastique final prédit une atténuation et une dispersion maximale autour de quelques kHz .

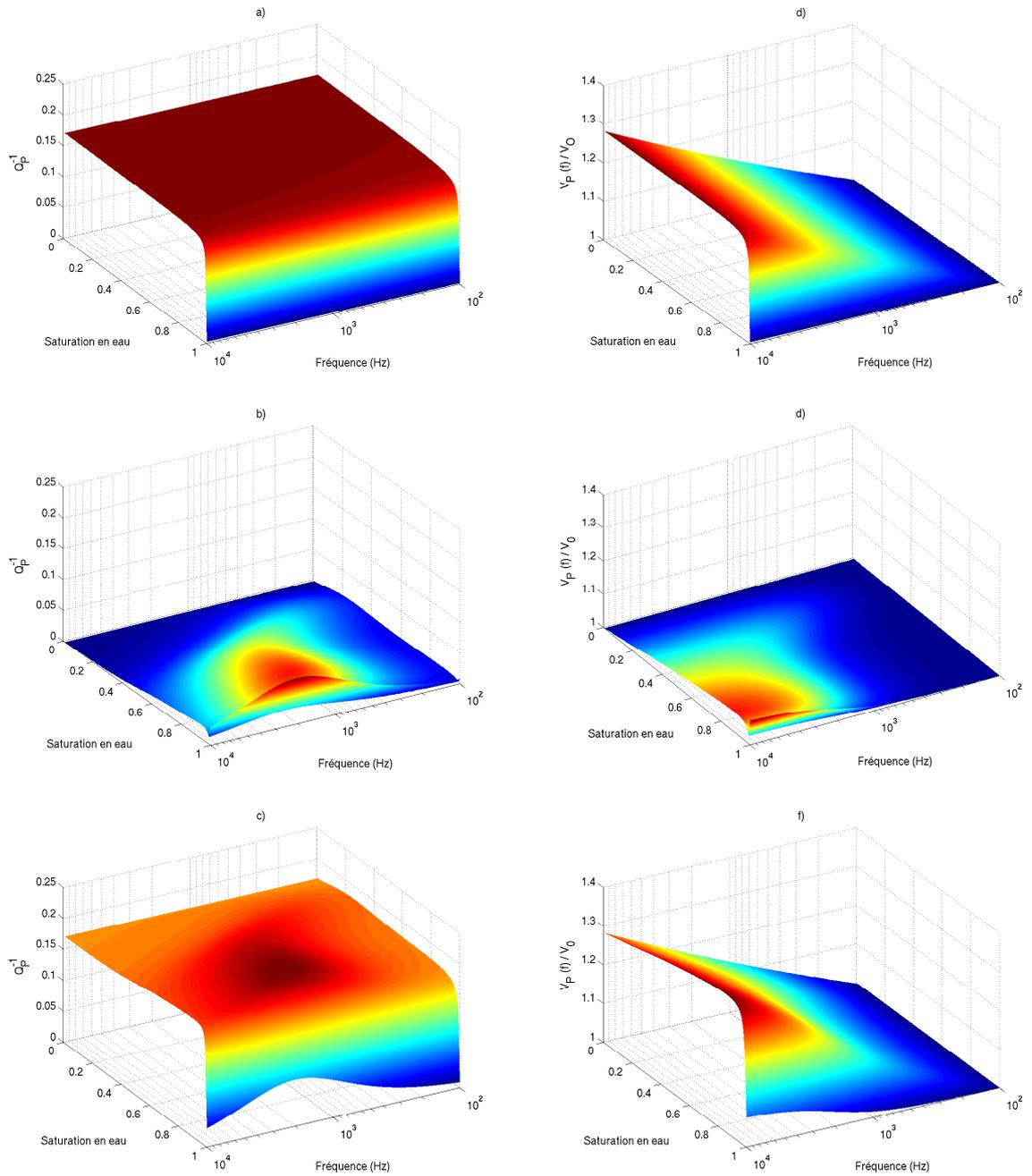


FIG. I.19 – Atténuation des ondes P pour a) le modèle à Q-constant, b) le modèle de Biot, c) le modèle poro-visco-élastique, en fonction de la saturation en eau et de la fréquence. Dispersion des ondes P pour d) le modèle à Q-constant, e) le modèle de Biot, f) le modèle poro-visco-élastique, en fonction de la saturation en eau et de la fréquence.

Chapitre II

Mise en place d'un dispositif expérimental de monitoring sismique d'un sable partiellement saturé

Depuis les travaux de Biot, de nombreux développements théoriques visant à relier propriétés sismiques et paramètres hydrogéologiques offrent de nouvelles perspectives à l'interprétation de données sismiques ([Pride, 2005](#)). La difficulté actuelle est de proposer des mesures expérimentales similaires aux mesures de terrains permettant d'analyser dans des conditions contrôlées la validité de ces théories ([Muller et al., 2010](#)).

1 Etat de l'art expérimental

1.1 Techniques expérimentales de mesures des vitesses et des atténuations

Trois grandes catégories de mesures sont répertoriées par [Bourbié et al. \(1986\)](#) et correspondent encore aujourd'hui à la grande majorité des résultats expérimentaux disponibles dans la littérature. Les principales caractéristiques de ces méthodes sont indiquées dans le tableau [1.1](#).

La méthode utilisant la propagation d'ondes ultrasonores est particulièrement intéressante car elle reproduit les phénomènes de propagation qui ont lieu en exploration géophysique. Relativement facile à mettre à oeuvre puisqu'elle ne nécessite qu'une paire de transducteurs émetteur/récepteur et un échantillon de quelques centimètres, ce type de mesure présente néanmoins le désavantage d'explorer un domaine fréquentiel totalement différent de celui utilisé sur le terrain. Pour éviter le problème du changement d'échelle, deux autres méthodes de laboratoire, dites indirectes, sont utilisées dans la gamme de fréquence sismique à sonique. Il s'agit de la barre résonnante et de la mesure du déphasage contrainte-déformation. Pour la première méthode, le principe est de soumettre une barre de roche homogène à une excitation harmonique et d'observer la résonance du matériau à

Méthodes	Types de mesures	Gamme fréquentielle	Analogie avec terrain	Précision - mesure V_P	Précision - mesure Q_P
<i>Barre résonnante</i>	Vibrations (ondes stationnaires)	Quelques kHz	Difficile	1% sauf en milieu très atténuant	5% pour $3 < Q_P < 100$
<i>Transmission ultrasonique</i>	Propagation d'ondes de volume	Plusieurs centaines de kHz à quelques MHz	diagraphie acoustique, log sonique, sismique puits à puits, VSP	1 à 2%	dépend de Q - meilleur précision (10%) pour $5 < Q < 50$
<i>Mesure directe de la phase</i>	Déphasage contrainte-déformation	Jusqu'à quelques centaines de Hz	Difficile	1 à 2%	5% pour $Q \simeq 20$

TAB. II.1 – Tableau regroupant les principales caractéristiques des trois principales méthodes de mesure de vitesse et d'atténuation en laboratoire, adapté de [Bourbié et al. \(1986\)](#)

différentes fréquences. Le principal inconvénient de cette méthode est l'utilisation d'ondes stationnaires qui ne rendent pas compte de l'effet de propagation. Suivant les fréquences considérées (contrôlées par la longueur de la barre) et l'atténuation du milieu, les mesures de vitesses et d'atténuation ne sont pas toujours transposables au mode compressionnel de l'onde P. La dernière méthode, la mesure du déphasage contrainte-déformation, permet de quantifier la vitesse de phase et l'atténuation à des fréquences inférieures au kHz. Une contrainte sinusoidale est appliqué sur un échantillon et le taux de déformation qui en résulte est mesuré. Le rapport contrainte/déformation donne les modules élastiques suivant l'axe de la contrainte (cisailante ou longitudinale). La différence de phase entre la contrainte et la déformation permet d'estimer l'atténuation. La difficulté majeure est de provoquer de très faibles déformations analogues à celles qui accompagnent une onde sismique en exploration. La précision requise pour mesurer ces faibles déformations complexifie grandement la mise en oeuvre de ce type de méthodes ([Bourbié et al., 1986](#); [Batzle et al., 2006](#)).

1.2 Vitesses des ondes P

La dépendance des vitesses d'ondes P vis-à-vis de la saturation a été fréquemment étudiée en laboratoire aux fréquences ultrasoniques. [Domenico \(1977\)](#) a été l'un des premiers à mettre en avant le rôle de la distribution des fluides sur les vitesses d'ondes P en réalisant des mesures à des fréquences ultrasoniques sur des échantillons de sables non consolidés. En utilisant la limite basses-fréquences de la théorie de Biot (limite BGW), cet auteur note un comportement similaire entre le modèle et les données expérimentales jusqu'à une saturation en eau proche de 85%. Au-delà de cette saturation, une augmentation des vitesses

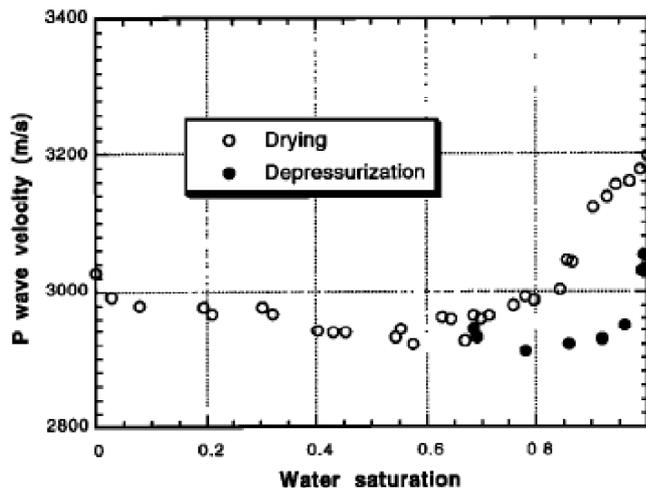


FIG. II.1 – Vitesses des ondes P en fonction de la saturation obtenues à $50kHz$ pour deux modes de saturation différents, imbibition par dépressurisation, et drainage par séchage de l'échantillon de grès (Cadoret et al., 1995)

est mesurée alors que le modèle ne prédit une augmentation qu'à partir de 95% de saturation. Cette observation est attribuée à une répartition hétérogène des fluides à l'échelle microscopique. Avant les travaux de Domenico, Gregory (1976) avait également montré que dans la bande de fréquences ultrasoniques ($0.5MHz$ et plus), la relation entre vitesse et saturation est plus complexe qu'à basses-fréquences et dépend du type de roche. Ces résultats reflètent la difficulté à faire correspondre des mesures obtenues à basses et hautes fréquences. Depuis, de nombreux auteurs ont étudié l'impact des hétérogénéités de fluides sur les vitesses ultrasoniques (Murphy, 1984; Gist, 1994; Mavko & Nolen-Hoeksema, 1994; Walsh, 1995; Le Ravalec et al., 1996; King et al., 2000). Cadoret et al. (1995) montrent que pour un même taux de saturation, un échantillon de roche peut présenter différentes valeurs de vitesse d'ondes P (figure II.1). A partir de tomographies par rayons-X, ils observent que lorsque l'échantillon est imbibé d'eau par dépressurisation alors il y a distribution homogène de l'air et de l'eau. Au contraire lorsque l'échantillon est séché cette distribution devient hétérogène et les vitesses d'onde P sont plus élevées (figure II.2). Plus récemment, Lebedev et al. (2009) ont également montré un effet de patchy saturation sur les vitesses d'onde P d'un grès à fréquences ultrasoniques.

George et al. (2009) ont effectué des mesures sur un sol non consolidé, hétérogène et compacté. Un intérêt majeur de cette étude est l'utilisation d'une fréquence d'excitation plus basse ($20kHz$), et donc un échantillon de plus grande taille ($10cm$ de hauteur et de diamètre). Une augmentation de la vitesse à fortes saturations ($S_w > 70\%$) est observée pendant le drainage alors que la vitesse décroît avec l'augmentation de saturation par imbibition. L'effet de patchy saturation est ici aussi clairement mis en évidence. Cependant, cette fréquence d'excitation semble encore trop haute pour affirmer qu'un tel phénomène

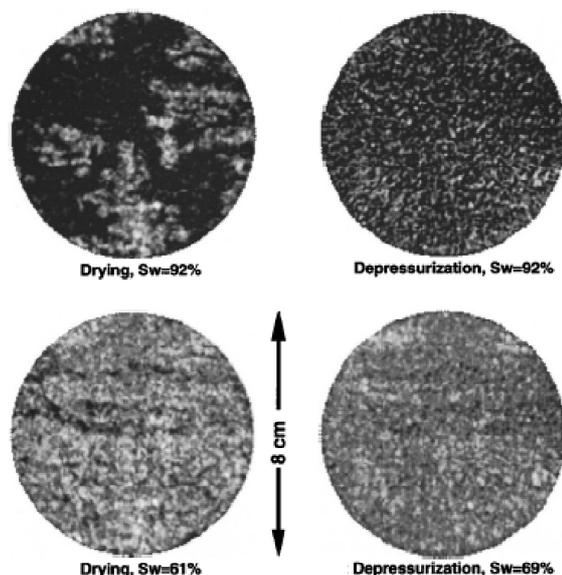


FIG. II.2 – Tomographies rayons-X, pour deux saturation $S_w = 61\%$ et $S_w = 92\%$ d'un échantillon de grès montrant l'impact du mode de saturation sur la répartition de l'air (en blanc) dans l'espace porale (Cadoret et al., 1995)

puisse se produire à des fréquences plus basses, autour du kHz . En effet, George et al. (2009) ne notent aucune différence entre drainage et imbibition pour des mesures obtenues à $20kHz$ sur un échantillon de limons. Pour $S_w > 90\%$, seules des données pour le drainage sont disponibles et montrent une augmentation brutale des vitesses. Dans le cas du limon, la limite de saturation homogène (BGW) semble encore valide sur une large plage de saturation, ce qui tend à confirmer que le phénomène de patchy saturation est prépondérant à hautes fréquences ($\gg 20kHz$) et à fortes saturations ($S_w > 0.7 - 0.9$). Auparavant, Gist (1994) avait déjà évoqué le fait que les modèles de patchy saturation étaient plus adaptés à une analyse des mesures à fréquences ultrasoniques.

Les mesures en dessous de $10kHz$ montrent un comportement des vitesses plus complexe. Batzle et al. (2006) ont mesuré sur des échantillons de grès et de calcaire des vitesses à basses-fréquences (méthode déphasage contrainte-déformation) et hautes fréquences avec la méthode de transmission ultrasonique (figure II.3). Jusqu'à $2500Hz$, le comportement des vitesses est similaire à la limite BGW (nommée "Gassmann" sur la figure) tandis que les mesures ultrasoniques montrent clairement un effet de patchy saturation. Ils reportent également une courbe théorique de log sonique indiquant une transition entre le domaine sismique et ultrasonique. Cependant, d'autres observations expérimentales montrent que ce phénomène de patchy saturation peut également être significatif dans la gamme de plusieurs centaines de Hz à quelques kHz , correspondant aux méthodes d'exploration en forage (Murphy, 1984; Cadoret et al., 1995). Les mêmes auteurs ont par ailleurs montré que dans cette gamme fréquentielle, l'augmentation des vitesses à fortes saturations en début de drainage pouvait être corrélée à une forte augmentation de l'atténuation (Murphy, 1982;

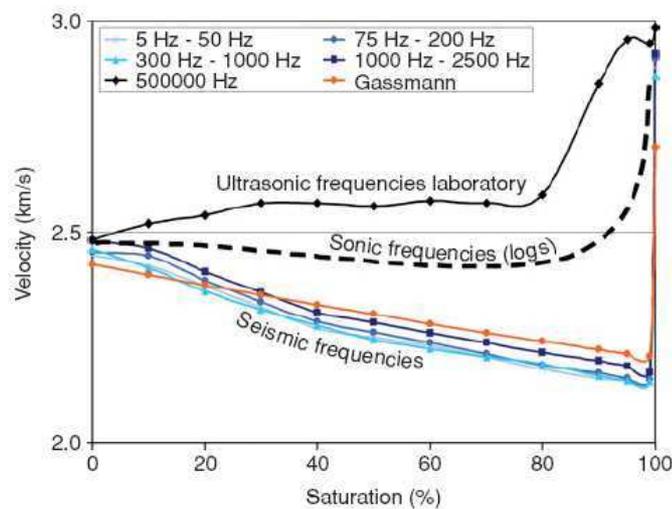


FIG. II.3 – Evolution de la vitesse des ondes P en fonction de la saturation pour différents domaines fréquentiels (Batzle et al., 2006). Seule la courbe de log sonique ne correspond pas à des mesures mais à un comportement théorique de la vitesse dans cette gamme de fréquence

Cadoret et al., 1998).

1.3 Atténuation des ondes P

Utilisant la méthode de la barre résonnante, Murphy (1982) mesure l'atténuation d'ondes extensionnelles dans des grès pour un bande fréquentielle comprise entre 300Hz et 14kHz . Un maximum d'atténuation est observé à 85% de saturation. En compilant toutes les données acquises et en convertissant l'atténuation extensionnelle en une atténuation d'onde P, Murphy (1982) fournit un diagramme de la relation saturation-fréquence- Q_P^{-1} (figure II.4). Toms et al. (2006) comparent ces mesures expérimentales avec des modèles de patchy saturation (distribution périodique et aléatoire des hétérogénéités de fluides) qui permettent de reproduire la tendance de la courbe fréquentielle de Q_P^{-1} sans toutefois obtenir un niveau d'atténuation comparable (figure II.5). Avec la même technique, Yin et al. (1992) montrent une dépendance du mode de saturation (imbibition ou drainage) sur l'atténuation des ondes extensionnelles dans un grès, qu'ils relient à la distribution et à la taille des patches d'air mésoscopiques dans la roche. Cadoret et al. (1998) montrent également le rôle du mode de saturation sur l'atténuation des ondes extensionnelles dans différents calcaires pour des fréquences soniques. Seules les expériences de drainage permettent d'obtenir une augmentation significative du facteur de qualité en fonction de la saturation (rapport 1/5 entre les plus faibles et les plus fortes valeurs). Cette augmentation apparaît à forte saturation ($S_w > 70\%$) et est également attribuée à la formation de patches mésoscopiques.

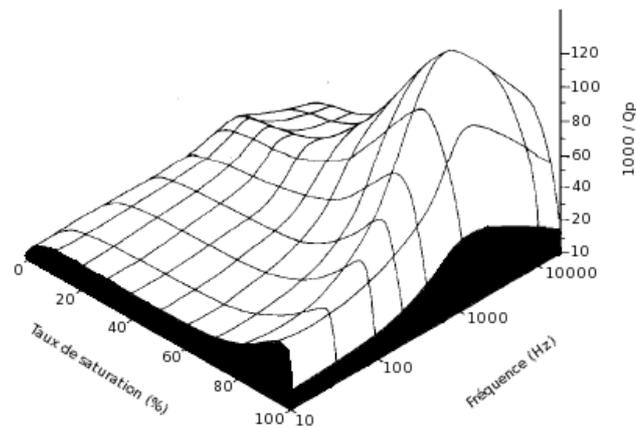


FIG. II.4 – Diagramme saturation-fréquence- Q_P^{-1} réalisé à partir de données expérimentales obtenues sur un grès avec la méthode de la barre résonnante (d'après (Murphy, 1982))

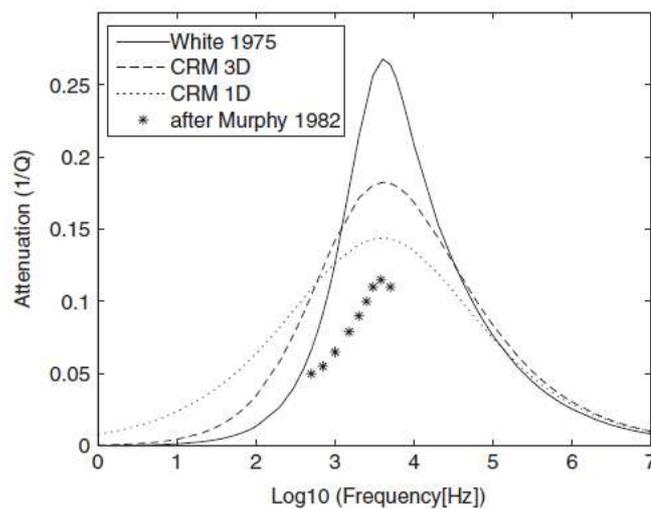


FIG. II.5 – Comparaison des données de Murphy (1982) pour $S_w = 85\%$ avec différents modèles de patchy saturation : distribution périodique des patches d'air (White,1975) et distribution aléatoire (modèles CRM 1D et 3D). Toms et al. (2006) concluent que leurs modèles CRM, visant à mieux décrire la réelle répartition des hétérogénéités de fluides dans le milieu, sont plus adaptés que les modèles idéalisant les patches d'air comme un ensemble périodique de sphères

1.4 Approche expérimentale choisie

Pour les roches consolidées, la fréquence de relaxation dans la théorie de Biot est située au-delà de $10kHz$ et rend ce modèle inadapté pour décrire la plupart des résultats expérimentaux précédemment décrits. D'autre part, de nombreux auteurs ont proposé des modèles théoriques pour décrire l'impact de ces hétérogénéités de fluides sur la vitesse et l'atténuation des ondes P (cf. chapitre I). Au contraire, pour les milieux non consolidés, une forte permabilité (forte mobilité du fluide) décale la fréquence de Biot vers les basses-fréquences, inférieures à $10kHz$, et inversement pour l'effet de patchy saturation. Dans de tels milieux très perméables, on peut alors se demander si l'utilisation de la théorie de Biot combinée à un modèle de fluide effectif serait suffisante pour expliquer le comportement de la vitesse et de l'atténuation.

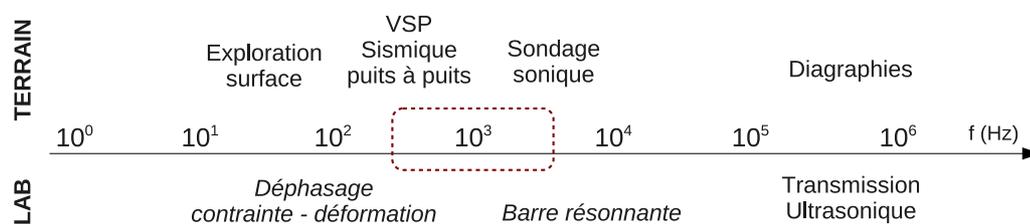


FIG. II.6 – Spectre fréquentiel des mesures géophysiques de laboratoire et de terrain. La zone en pointillée correspond à la gamme fréquentielle que nous souhaitons explorer dans notre expérience

Notre approche vise donc à observer la propagation d'ondes P dans un sable non consolidé fin et homogène. Ce travail s'inscrit dans la lignée des mesures ultrasonores, mais en explorant des fréquences de l'ordre du kiloHertz permettant ainsi d'augmenter le rapport longueur d'onde / taille des hétérogénéités de fluides. La figure II.6 représente le spectre fréquentiel des mesures géophysiques de laboratoire et de terrain. La zone en pointillés correspond à la gamme fréquentielle que nous souhaitons explorer dans notre expérience. La contrepartie est bien sûr que la taille de l'échantillon devient importante pour observer une propagation de plusieurs longueurs d'ondes. Le sable choisi favorise une vitesse d'ondes P très faible et donc de courtes longueurs d'ondes. Ainsi, un échantillon d'environ plusieurs dizaines de centimètres à un mètre suffit. La gamme fréquentielle sort également des standards de transducteurs piézoélectriques et nécessite le développement d'une source mécanique spécifique.

2 Dispositif et protocole de mesures

Le but de cette partie est de présenter le dispositif expérimental nous ayant permis de mesurer l'onde P directe à des fréquences comprises dans la gamme du kHz . Le montage expérimental est schématisé sur la figure II.7 :

- Il est constitué d’un large container en bois ($110 \times 40 \times 50\text{cm}$), couvert de panneaux de mousse acoustique (Strasonic, Paulstra) sur chaque face, dont le but est de limiter les effets de bord comme la réflexion d’ondes. Cette mousse acoustique, de 3cm d’épaisseur, est composée de résine de mélamine et conçue pour absorber les ondes sonores dans la gamme du kHz .
- Un volume de sable d’environ 0.12m^3 est introduit à l’aide d’un tamis afin de répartir le sable le plus uniformément possible, et d’éviter les hétérogénéités de compaction.
- Sur un côté, une plaque de granite est en contact avec le sable sans toucher le container. La source acoustique est un pendule (bille en inox) qui frappe la plaque de granite. De conception assez simple, cette source a l’avantage d’être impulsionnelle et donc présente un spectre très large bande, de 1kHz à 10kHz (cf. section 2.3).
- Neuf accéléromètres et six sondes capacitatives de teneur en eau sont placés dans le sable, dans l’axe de la source (17cm de profondeur). Un autre accéléromètre est fixé sur la plaque de granite afin d’enregistrer le signal source. Les signaux sismiques, échantillonnés à 200kHz , sont enregistrés à l’aide d’une carte d’acquisition 24 bits de type “PXI-4498” (National Instruments).

Dans cette expérience, trois cycles d’imbibition et de drainage sont réalisés. L’eau utilisée est de l’eau distillée, mise à l’équilibre par circulation dans le sable pour atteindre une valeur de conductivité stable ($117\mu\text{S.cm}^{-1}$). Pendant l’imbibition, l’eau est injectée par les piézomètres P2, P3 et P4, en appliquant un gradient de pression par l’installation du réservoir d’eau environ 50cm au dessus du container. Le drainage s’effectue à l’aide d’une pompe à eau 12V connectée aux puits P1, P3 et P5. La durée d’une imbibition ou d’un drainage dure plus d’une heure et l’écoulement est suffisamment lent pour considérer que la saturation est constante lors d’une séquence d’acquisition sismique. Pour chaque cycle imbibition/drainage, le protocole de mesure consiste à enregistrer 10 mesures sismiques pour une valeur moyenne de saturation (mesurée avant et après l’acquisition sismique). La figure II.8 montre un exemple de sismogrammes obtenus pour un tir lors du troisième drainage (à gauche), et pour le second accéléromètre lors de 25 acquisitions sismiques, correspondant à une diminution de la saturation. La méthode d’extraction de la première arrivée est une question centrale qui sera discutée dans le chapitre suivant (chapitre III).

2.1 Propriétés du milieu

Le milieu utilisé est un sable quasiment pur en silice ($\text{SiO}_2 > 98\%$), provenant d’un dépôt quaternaire exploité pour l’alimentation en eau potable, et extrait de la carrière de Durance (Lot-et-Garonne, 47) comme granulat. Ce sable possède une distribution granulo-

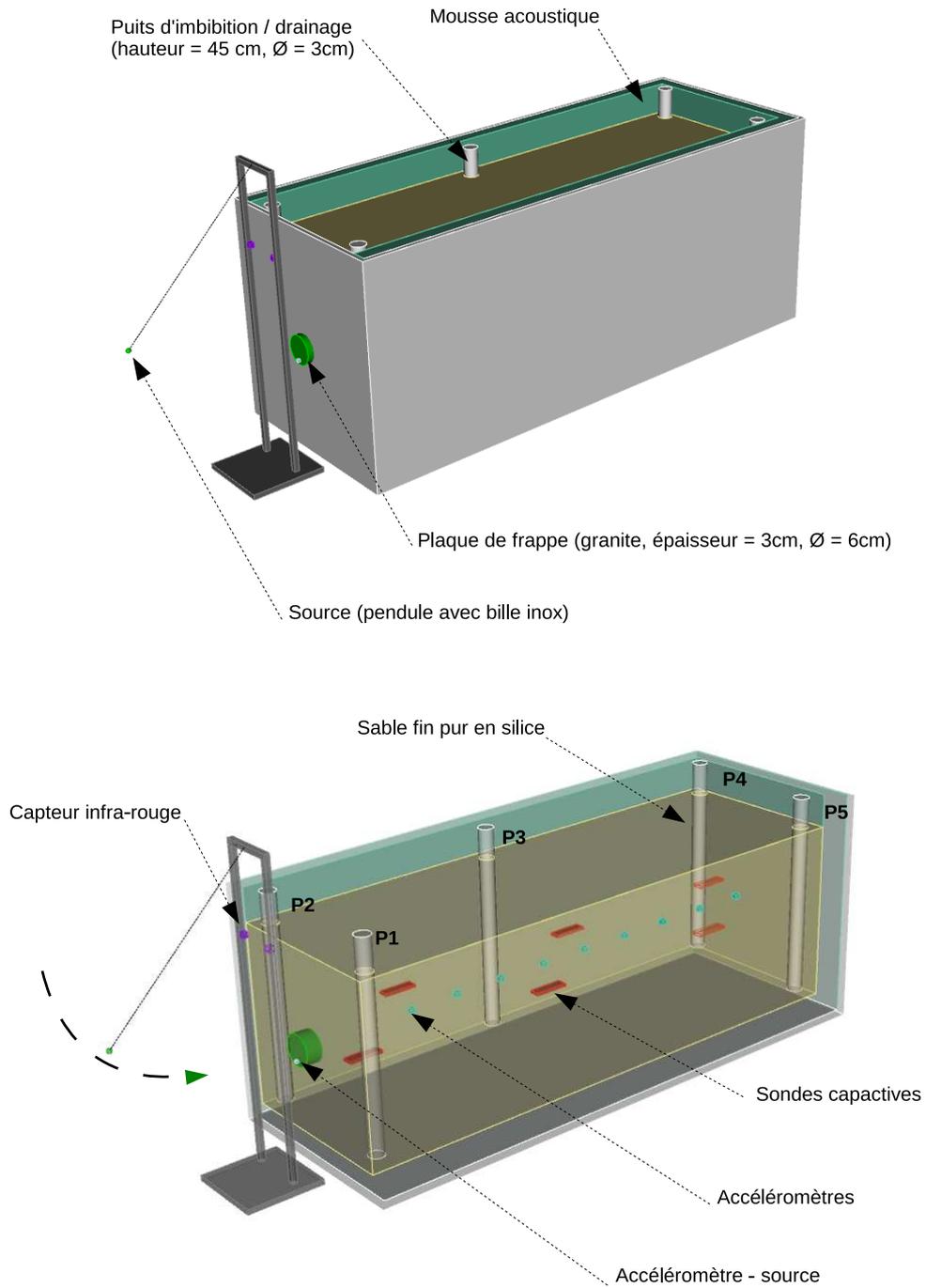


FIG. II.7 – Représentation schématique du dispositif expérimental avec vue en transparence

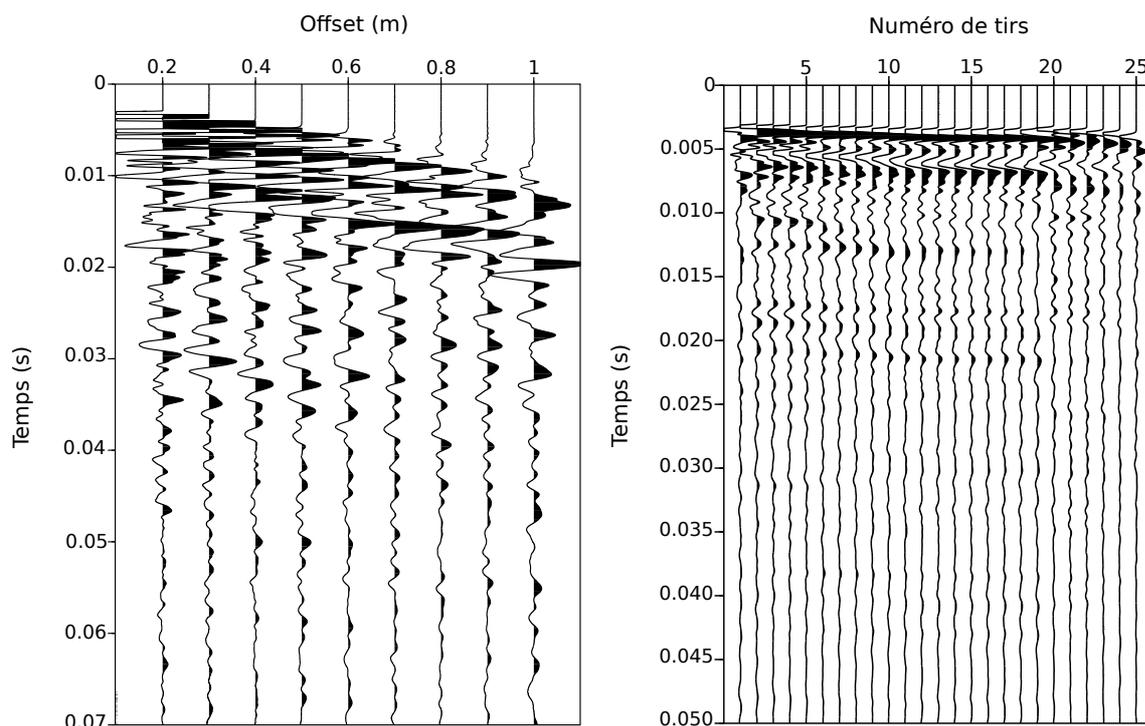


FIG. II.8 – Exemples de sismogrammes obtenus avec le dispositif expérimental pour un tir (à gauche), et pour un accéléromètre lors de 25 acquisitions sismiques lors du troisième drainage (à droite)

métrique unimodale, avec un diamètre moyen des grains égal à $249\mu m$. La masse volumique des grains solides ρ_s varie entre 2635 et $2660 kg.m^{-3}$. La porosité du milieu en condition lâche (*i.e.*, à pression atmosphérique) est de 0.4 ± 0.02 , valeur estimée à partir de la mesure de la masse d'un échantillon totalement saturé en eau, puis du même échantillon sec après passage à l'étuve. La mesure de la perméabilité a été faite par une méthode de débits de type « Darcy » consistant à mesurer, le débit constant pour différents gradients de charge aux bornes de l'échantillon (cf. équation I.5). La perméabilité obtenue est de $1.02.10^{-11} m^2$.

Nous avons vu au chapitre I que la détermination des modules d'incompressibilité drainés K_D et μ pouvait se faire de manière théorique en idéalisant le milieu comme un ensemble de grains sphériques. En appliquant le modèle de Walton (cf. chapitre I), le module d'incompressibilité K_D du sable dans notre expérience est estimé à $25.5 MPa$. En utilisant la limite de sphères lisses correspondant à un milieu lâche sous faible pression de confinement, μ est égal à $3K_D/5 = 15.3 MPa$. Ces valeurs sont en accord avec celles obtenues par Rawls et al. (1992) pour différents types de sols superficiels (tableau II.2). Le tableau II.3 regroupe les valeurs des différents paramètres définissant le milieu poreux utilisé et les fluides saturants (eau et air).

Type de sol	Porosité	K_D (MPa)	μ (MPa)
Sable	0.437	35.3	13.3
Sable limoneux	0.437	29.9	11.3
Limon sableux	0.453	25.4	9.3
Limon	0.463	17.6	6.3
Limon argilo-sableux	0.398	23.8	9.1
Limon argileux	0.464	13.7	5.7
Argile sableuse	0.430	20.7	8
Argile	0.475	4.5	2.4

TAB. II.2 – Porosité et modules d’incompressibilité drainés K_D et μ pour différentes textures de sols, d’après Rawls et al. (1992)

	Paramètres	Notations (Unité)	Valeurs	Commentaires
Grain	diamètre	d_m (mm)	0.249	mesuré (par fournisseur)
	masse volumique	ρ ($kg.m^{-3}$)	2650	mesurée (par fournisseur)
	module d’incompressibilité	K_S (Pa)	36.10^9	silice
	module de cisaillement	μ_S (Pa)	44.10^9	silice
Eau	masse volumique	ρ_w ($kg.m^{-3}$)	998	
	module d’incompressibilité	K_w (Pa)	$2.25.10^9$	
Gaz(air)	viscosité	η_w (Pa.s)	1.10^{-3}	
	masse volumique	ρ_g ($kg.m^{-3}$)	1.2	
	module d’incompressibilité	K_g (Pa)	$1.45.10^6$	
Squelette	viscosité	η_g (Pa.s)	1.10^{-5}	
	porosité	ϕ	0.4	mesurée
	perméabilité	k_0 (m^2)	$1.02.10^{-11}$	mesurée
	tortuosité	γ_0	1.75	équation I.4
	module d’incompressibilité	K_D (Pa)	$25.5.10^6$	équation I.15
	module de cisaillement	μ (Pa)	$15.3.10^6$	équation I.15

TAB. II.3 – Tableau de paramètres définissant le sable et les fluides utilisés dans l’expérience

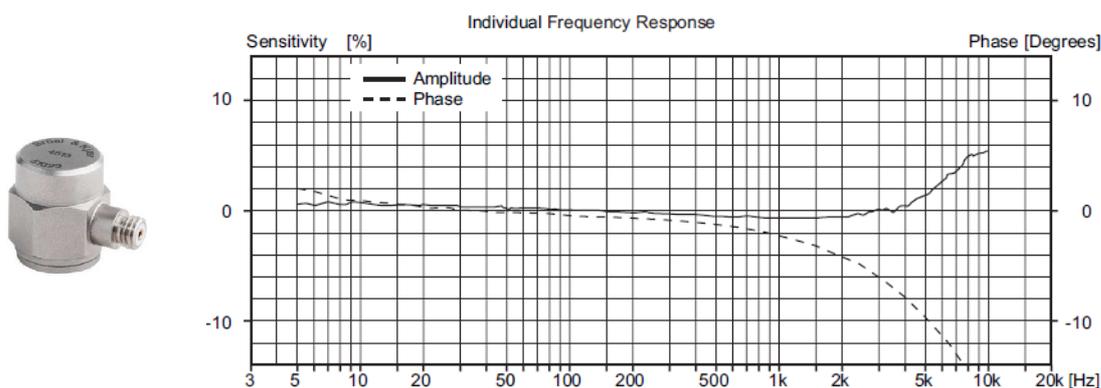


FIG. II.9 – Accéléromètre Bruel & Kjaer 4313 (à gauche) et sensibilité spectrale à droite (d'après un document Bruel & Kjaer)

2.2 Capteurs sismiques et sondes de saturation

Les accéléromètres utilisés (IEPE, type 4313, Bruel & Kjaer) ont une sensibilité moyenne de $500mV/g$ dans la gamme $[0.1 - 10]kHz$ et possèdent l'avantage d'être de très faible encombrement ($12.7mm$ de diamètre pour $15.65mm$ de hauteur). La dérive de sensibilité des accéléromètres est négligeable, inférieure à 2% en amplitude et inférieure à 10° (0.1745 rad) pour la phase, pour des fréquences inférieures à $5kHz$ (figure II.9). Un accéléromètre fixé sur la plaque de granite, de sensibilité $4mV/g$, permet de contrôler la forme de l'impulsion.

Les sondes de teneur en eau (WaterScout SM 100 Soil Moisture Sensor, Spectrum Technologies) sont des sondes capacitives qui nécessitent d'être calibrées en fonction du milieu étudié. Ainsi un protocole de calibration, décrit en annexe A, est nécessaire afin d'isoler la contribution de l'eau dans les variations de permittivité diélectrique. La sonde SM100 est composée de deux électrodes qui agissent comme un condensateur, le sol étant l'isolant diélectrique entre ces deux électrodes (figure II.10). Le but premier d'un condensateur est de stocker des charges électriques sur ses armatures lorsque l'on injecte un courant. Le signal de sortie de ce condensateur dépend de l'efficacité du sol à maintenir son rôle de diélectrique et donc de sa valeur de constante diélectrique ϵ . Ce paramètre adimensionnel est lié à la permittivité diélectrique, propriété physique qui décrit la réponse d'un milieu à un champ électrique. La constante diélectrique de l'eau libre est beaucoup plus élevée que celle de l'air ou de la matrice solide, respectivement, 80 pour l'eau, 1 pour l'air et généralement 4 à 7 pour la partie solide. Si le contenu en eau varie, le signal de sortie de la sonde sera proportionnel à cette modification de saturation en eau.

2.3 Fonction source

La fonction source est un signal impulsionnel généré par l'impact d'une bille inox sur une plaque de granite. La figure II.11 représente la forme temporelle de ce signal source (à gauche) et son spectre fréquentiel (à droite), maximum entre $1kHz$ et $10kHz$. La re-

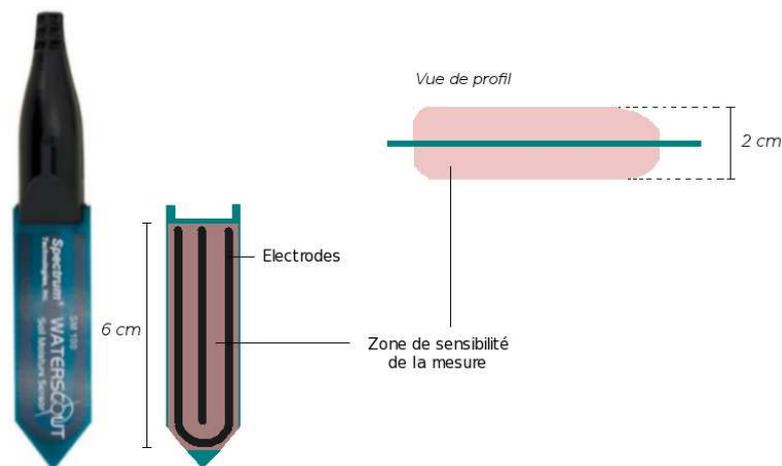


FIG. II.10 – Sonde WaterScout SM100. La zone de sensibilité est représentée en rouge

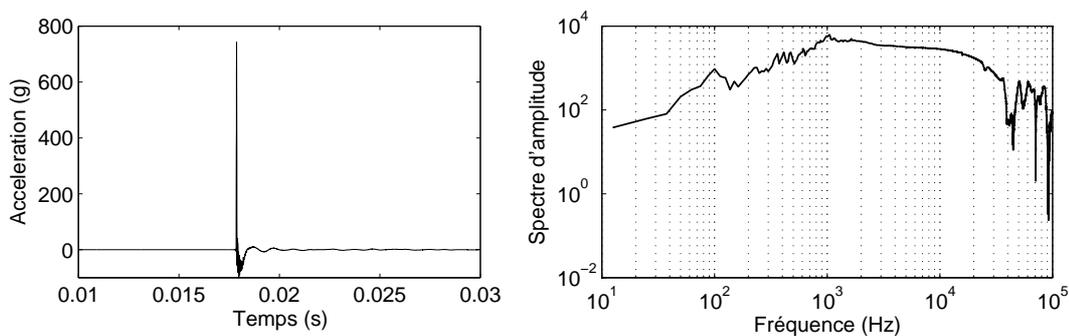


FIG. II.11 – Signal source (à gauche) et son spectre fréquentiel (à droite).

productibilité de la source est assurée en calibrant la hauteur de chute de la bille avant l'expérience. En calculant le spectre des signaux enregistrés au premier accéléromètre (à 20cm de la source), il est intéressant d'observer quelles fréquences sont transmises le long du dispositif. La figure II.12 présente le contenu fréquentiel enregistré à la source et au premier accéléromètre pour chaque imbibition et drainage. Les tirs choisis correspondent à des saturations quelconques (entre 0.3 à 0.9). On peut observer que les fréquences au-dessus de 2kHz sont très atténuées quel que soit le mode de saturation. Le sable agit comme un filtre passe-bas et seules les basses fréquences ($< 2kHz$) seront donc susceptibles d'être mesurées.

2.4 Cartes de saturation

Le monitoring de la saturation en eau S_w est réalisé pour les trois cycles d'imbibition/drainage. Des cartes de saturations sont obtenues par interpolation des mesures de sondes de teneur en eau. La section du dispositif, où sont localisés les accéléromètres et

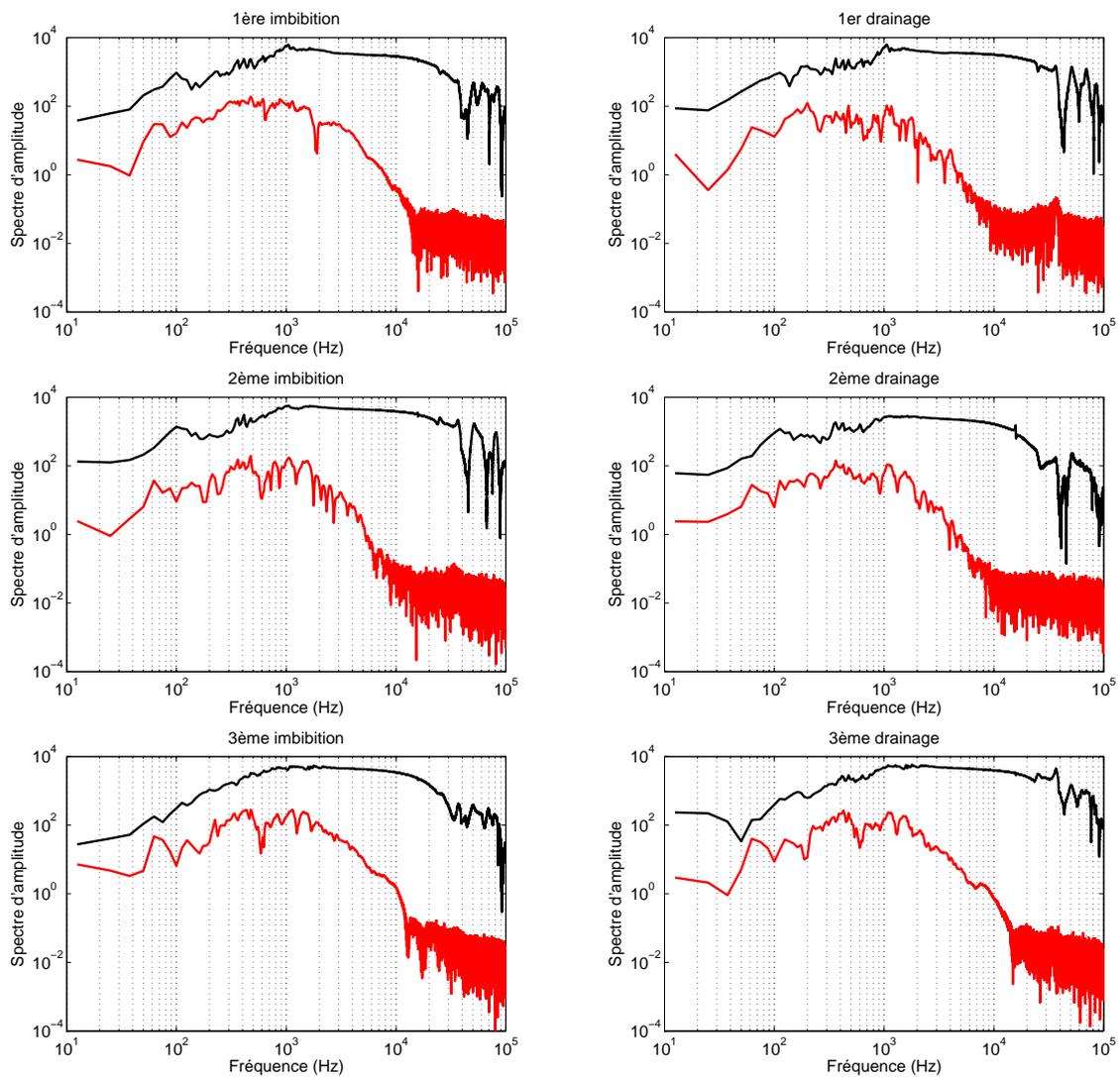


FIG. II.12 – Exemples de spectres fréquentiels de la source sismique (en noir) et du signal enregistré au premier accéléromètre (en rouge) pour chaque imbibition et drainage

les sondes capacitives, est maillée en 17 lignes (axe x) et 55 colonnes (axe y). En utilisant la méthode d'interpolation de pondération inverse à la distance (PID) développée par Shepard (1968), on obtient une carte de saturation pour chaque acquisition sismique en calculant S_w à chaque noeud de la grille (x,y) :

$$S_w(x, y) = \frac{\sum_{j=1}^N \frac{S_{wj}(x, y)}{h_j^\beta}}{\sum_{j=1}^N \frac{1}{h_j^\beta}} \quad (\text{II.1})$$

avec N le nombre de points où la saturation est connue (noeuds occupés par une sonde) et $h_j = \sqrt{(x - x_j)^2 + (y - y_j)^2}$. Plus le paramètre β est grand, moins les points de mesures éloignés ont d'influence sur les points interpolés. Après plusieurs tests, nous avons choisi une valeur de 2 pour β , qui semble limiter les artefacts d'interpolation et correspond aux valeurs typiquement utilisées (entre 1 et 3). Au cours de la première imbibition, la saturation est très hétérogène, mais une saturation assez homogène est obtenue pour les autres cycles (figure II.13). Cette remarque a son importance car il est en effet préférable, pour l'interprétation des données sismiques, d'obtenir une saturation équivalente du premier au dernier accéléromètre. Il est également important de noter qu'aucune fonction de lissage n'est utilisée et que le faible écart de saturation mesuré entre chaque sonde permet d'obtenir une interpolation fiable. La figure II.14 montre les profils de saturation au niveau des accéléromètres pour les trois cycles. Une saturation quasiment homogène de 20 à 100cm (du premier au dernier accéléromètre) est observée pour les deux derniers cycles. Pour ces deux cycles on peut dégager deux saturations résiduelles en eau et en air correspondant respectivement à 30% et 90% de saturation. La saturation totale n'est jamais atteinte et la gamme de saturation explorée est typique de la zone vadose.

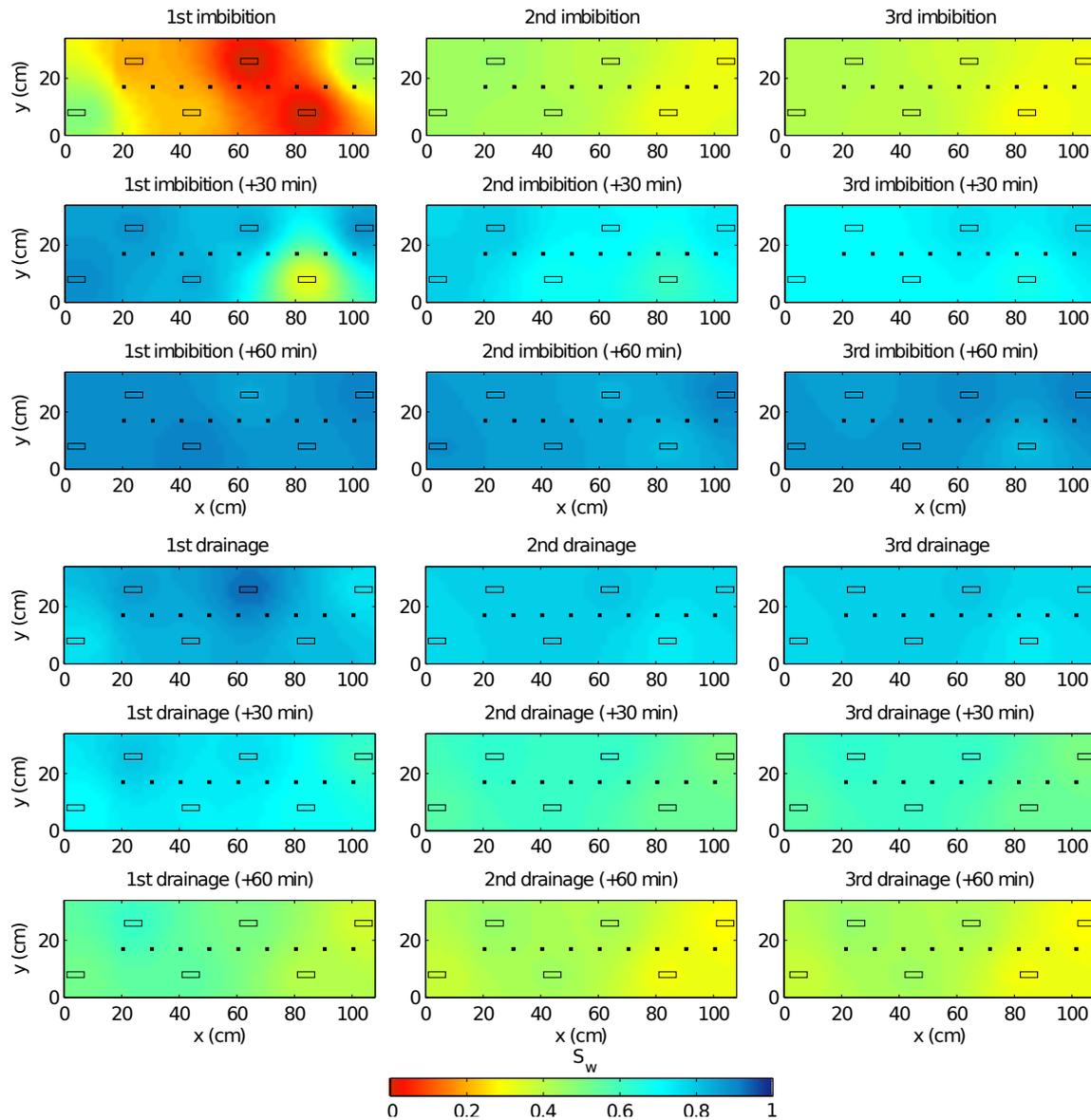


FIG. II.13 – Cartes de saturation obtenues au niveau des accéléromètres pour les trois cycles imbibition/drainage correspondant à des intervalles de temps de 30 min. Les accéléromètres sont représentés par des carrés noirs pleins et les sondes capacitatives par des rectangles

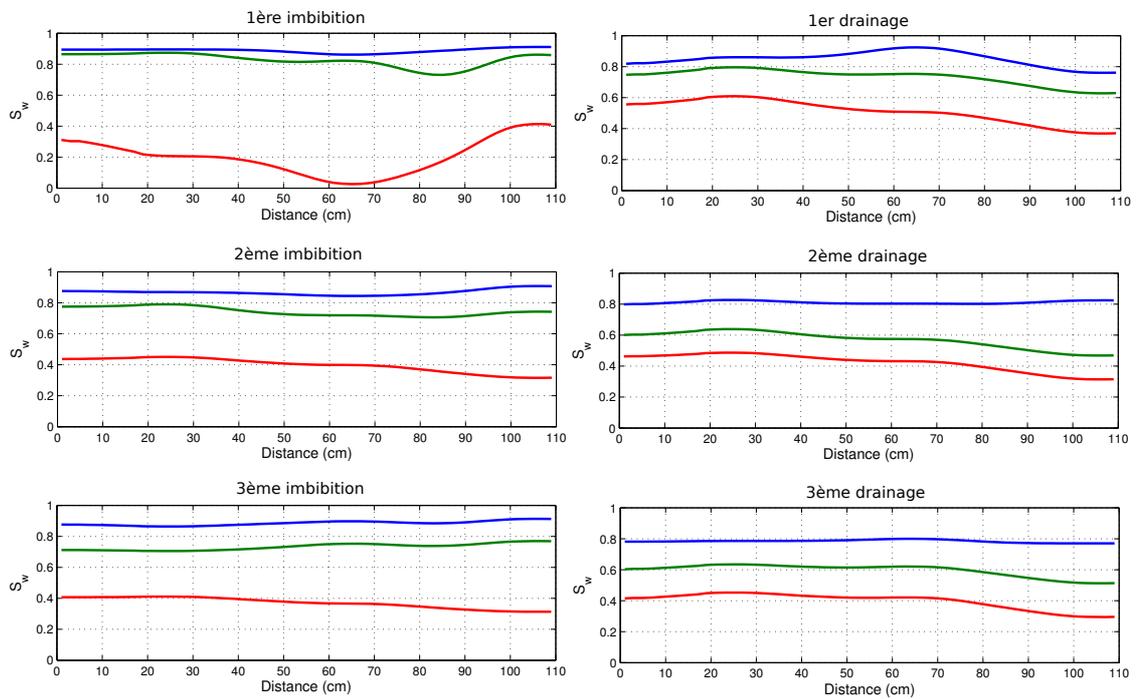


FIG. II.14 – Profils de saturation au niveau des accéléromètres pour les trois cycles imbibition/drainage, obtenus à partir des cartes de saturation de la figure II.13. La courbe rouge représente une faible saturation en eau, la courbe bleu une forte saturation et la courbe verte une saturation intermédiaire le long de la ligne de capteurs

3 Conclusions

Le dispositif ainsi mis en place permet d'enregistrer une onde préférentiellement compressive (onde P). L'antenne d'accéléromètres positionnée à incidence nulle par rapport à l'impulsion source, favorise l'enregistrement de l'onde directe. Le signal enregistré a un contenu spectral concentré dans la gamme de $[0.5 - 2]kHz$. Ce dispositif permet également d'explorer des gammes de saturation de l'ordre de $[0.3 - 0.9]$ avec une répartition homogène des fluides dès lors qu'un premier cycle d'imbibition/drainage dit « d'homogénéisation » est achevé. L'extraction des informations relatives à la vitesse de phase et à l'atténuation est à présent conditionnée par l'utilisation d'une méthode de traitement du signal permettant d'isoler l'onde P directe. La méthode proposée dans le chapitre suivant utilise la transformée continue en ondelettes qui permet de décomposer le signal dans un domaine temps-fréquence propice à cette détermination.

Chapitre III

Analyse temps-fréquence d'un signal non stationnaire

La configuration de l'expérience décrite au chapitre précédent, favorise l'enregistrement de l'onde P directe. Cependant, comme pour tout enregistrement sismique de terrain, le train d'ondes est parasité par d'autres arrivées. Il est alors nécessaire de différencier l'onde P directe, par exemple en utilisant une représentation temps-fréquence permettant d'obtenir la composition spectrale (phase et amplitude) de chaque arrivée. Dans la première partie du chapitre, les formulations de deux transformées couramment utilisées en géophysique sont présentées : la transformée de Fourier à fenêtre (TFF) et la transformée en ondelettes continue (TOC). Le choix d'utiliser la TOC pour le traitement du signal sera justifié par une meilleure résolution temps-fréquence. Deux méthodes, utilisant la TOC pour déterminer la vitesse de phase et le facteur de qualité de l'onde P, sont présentées en deuxième partie et validées numériquement.

1 Transformée de Fourier à fenêtre (TFF)

1.1 Formulation générale

La transformée de Fourier est un outil majeur en traitement du signal permettant d'obtenir le spectre fréquentiel de phase et d'amplitude d'un signal stationnaire. Soit un signal temporel d'énergie finie $f(t)$, sa transformée de Fourier \hat{f} à la fréquence angulaire ω est définie par :

$$\hat{f}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{-i\omega t} dt \quad (\text{III.1})$$

avec $\omega = 2\pi f$ où f est la fréquence en Hertz. La transformée de Fourier est obtenue en corrélant f avec une sinusoïde $e^{-i\omega t}$. Le support de $e^{-i\omega t}$ couvrant tout l'axe réel, $\hat{f}(\omega)$ dépend des valeurs de f à tous les instants t . Ainsi la transformée de Fourier ne permet pas une analyse locale du signal ce qui en fait un outil limité pour le traitement de signaux

non stationnaires. En effet, il est souvent utile de différencier plusieurs évènements dans un même signal mais il est impossible avec cette méthode de séparer le contenu spectral des différentes arrivées cohérentes.

Gabor (1946), dont les travaux visaient à décrire des signaux sonores dans le plan temps-fréquence par des « atomes élémentaires », est un des pionnier de l'analyse temps-fréquence. Ces atomes de Gabor, sont construits par translation d'une fenêtre h en temps et en fréquence :

$$h_{\omega,b}(t) = h(t - b)e^{-i\omega t} \quad (\text{III.2})$$

La transformée de Fourier à fenêtre $F(\omega, b)$ (« Short Time Fourier Transform » en anglais) est obtenue par corrélation de la sinusoïde sur la partie de f sélectionnée par chaque fenêtre :

$$F(\omega, b) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)h(t - b)e^{-i\omega t} dt \quad (\text{III.3})$$

Le paramètre b est souvent choisi égal au pas d'échantillonnage. La représentation temps-fréquence du signal en amplitude et en phase est alors appelée spectrogramme. La TFF peut s'appliquer avec plusieurs types de fenêtre (rectangle, Hamming, Hanning, Blackman-Tukey, etc.) et est appelée transformée de Gabor lorsque h est une gaussienne. Les atomes $h_{\omega,b}$ sont alors appelés fonctions de Gabor, la fenêtre gaussienne $h(t)$ étant définie par :

$$h(t) = e^{-1/2(t^2/\sigma^2)} \quad (\text{III.4})$$

avec σ un paramètre fixe représentant la largeur (ou écart-type) de la gaussienne.

1.2 Résolution temps-fréquence : rectangles d'Heisenberg

Pour toute analyse temps-fréquence, il est important de rappeler la notion d'incertitude ou d'indétermination faisant référence au théorème du même nom en mécanique quantique. D'après ce principe d'incertitude, l'énergie de $h_{\omega,b}$ ne peut être concentrée en un point simultanément en temps et en fréquence mais est étalée sur une surface représentée par un rectangle d'Heisenberg. Définissant σ_f et σ_t respectivement comme l'écart type de l'énergie de $h_{\omega,b}$ en fréquence $|\widehat{h}_{\omega,b}(\omega)|^2$ et en temps $|h_{\omega,b}(t)|^2$, ce rectangle est centré en (ω, b) , de largeur fréquentielle $2\sigma_\omega$ et de largeur temporelle $2\sigma_t$ (figure III.1). Le théorème d'incertitude démontre que le produit $\sigma_\omega\sigma_t$ doit être supérieur ou égal à $1/4\pi$. La distribution gaussienne est une forme optimale de fenêtre car le produit des écarts types est exactement égal à cette valeur limite. On peut remarquer, que pour tous t et ω , la dimension de ces rectangles est invariante, conduisant à une résolution temps-fréquence identique quelle que soit la fréquence considérée. Cette particularité ne permet pas une analyse optimale et simultanée des hautes et basses fréquences, l'observation des basses-fréquences nécessitant

une plus large fenêtre que les hautes fréquences.

Afin d'illustrer cette particularité de la TFF, considérons le signal synthétique présenté en figure III.2, composé d'un Ricker de fréquence centrale $2kHz$ suivi d'une sinusoïde amortie plus basse fréquence (500 Hz) qui décroît exponentiellement. La fréquence d'échantillonnage est de 2.10^5 Hz. Le Ricker, très utilisé en géophysique pour représenter les signaux sismiques, correspond à la dérivée seconde d'une gaussienne. Utilisant une fonction de Gabor, la figure III.3 montre pour différentes largeurs de fenêtre σ , les spectrogrammes d'amplitude obtenus. Pour de grandes valeurs de σ , la fréquence centrale de la sinusoïde à 500 Hz est bien identifiée, au contraire du Ricker. Plus la fenêtre est étroite, meilleure est la résolution temporelle du Ricker et des oscillations composant la partie sinusoïdale. Cependant, une meilleure identification en temps des formes d'onde composant le signal se fait au détriment d'une résolution fréquentielle très insuffisante. D'autres transformées telles que la transformée en ondelettes continue ont pour but d'offrir une résolution plus flexible du plan temps-fréquence.

2 Transformée en ondelettes continue (TOC)

2.1 Formulation générale

La transformée en ondelettes continue (TOC) a connu un grand essor depuis une trentaine d'années dans de nombreux domaines du traitement du signal, dont notamment la géophysique, depuis les travaux de Morlet & Arens (1982) et Grossmann & Morlet (1984). Au travers du traitement de données sismiques, ces auteurs ont permis la formalisation de la TOC. Alors que la base de la TFF est une sinusoïde complexe translatée en temps et en fréquence, la fonction de base de la TOC est une ondelette ψ , dilatée par un paramètre d'échelle a et décalée en temps par un paramètre de translation b :

$$\psi_{a,b}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) \quad (\text{III.5})$$

La TOC de f à l'échelle a et à la position b est calculée en corrélant f avec la fonction d'ondelette ψ :

$$C(a,b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \bar{\psi}\left(\frac{t-b}{a}\right) dt \quad (\text{III.6})$$

où $\bar{\psi}$ est le complexe conjugué de l'ondelette mère ψ . Comme pour la TFF, b peut être défini comme étant le pas d'échantillonnage afin de reproduire la discrétisation du signal en temps. La fréquence n'intervient pas directement dans cette transformée mais est remplacée par un paramètre d'échelle a . Le rapport $1/\sqrt{a}$ est un facteur de normalisation qui assure à la transformée une conservation de l'énergie (*i.e.*, l'ondelette a la même énergie pour chaque valeur de a). Le résultat de la TOC est appelé scalogramme (en référence au terme anglais "scale"). Certaines applications ne nécessitent pas obligatoirement la conversion échelle-

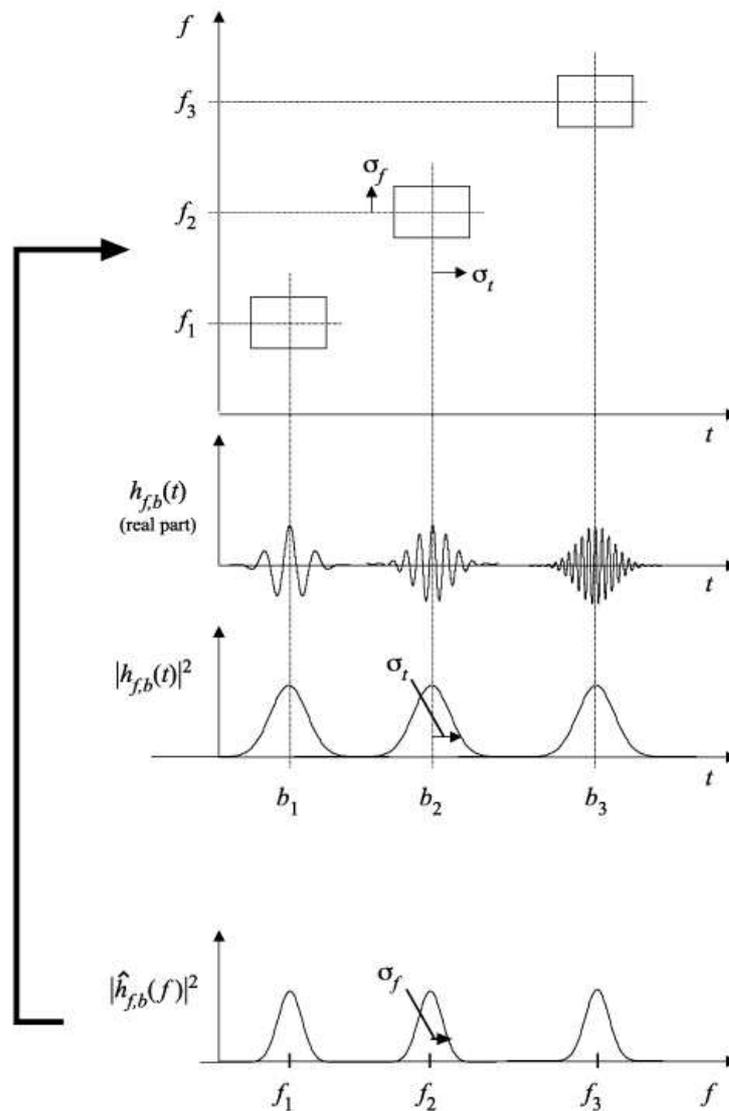


FIG. III.1 – Rectangles d’Heisenberg dans le plan temps-fréquence représentant trois atomes de gabor (Addison, 2002)

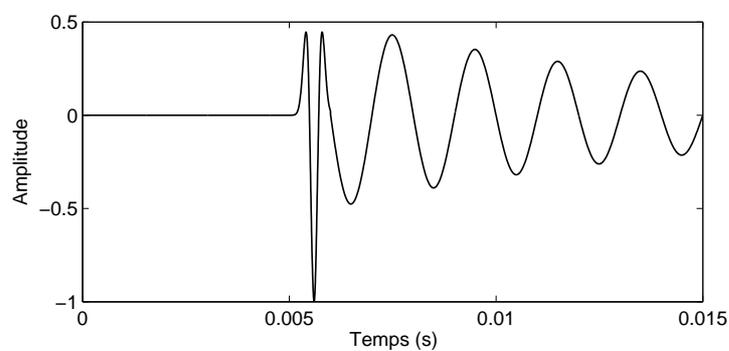


FIG. III.2 – Signal synthétique composé d’une Ricker de fréquence central $f = 2kHz$ et d’une sinusoïde à $500Hz$

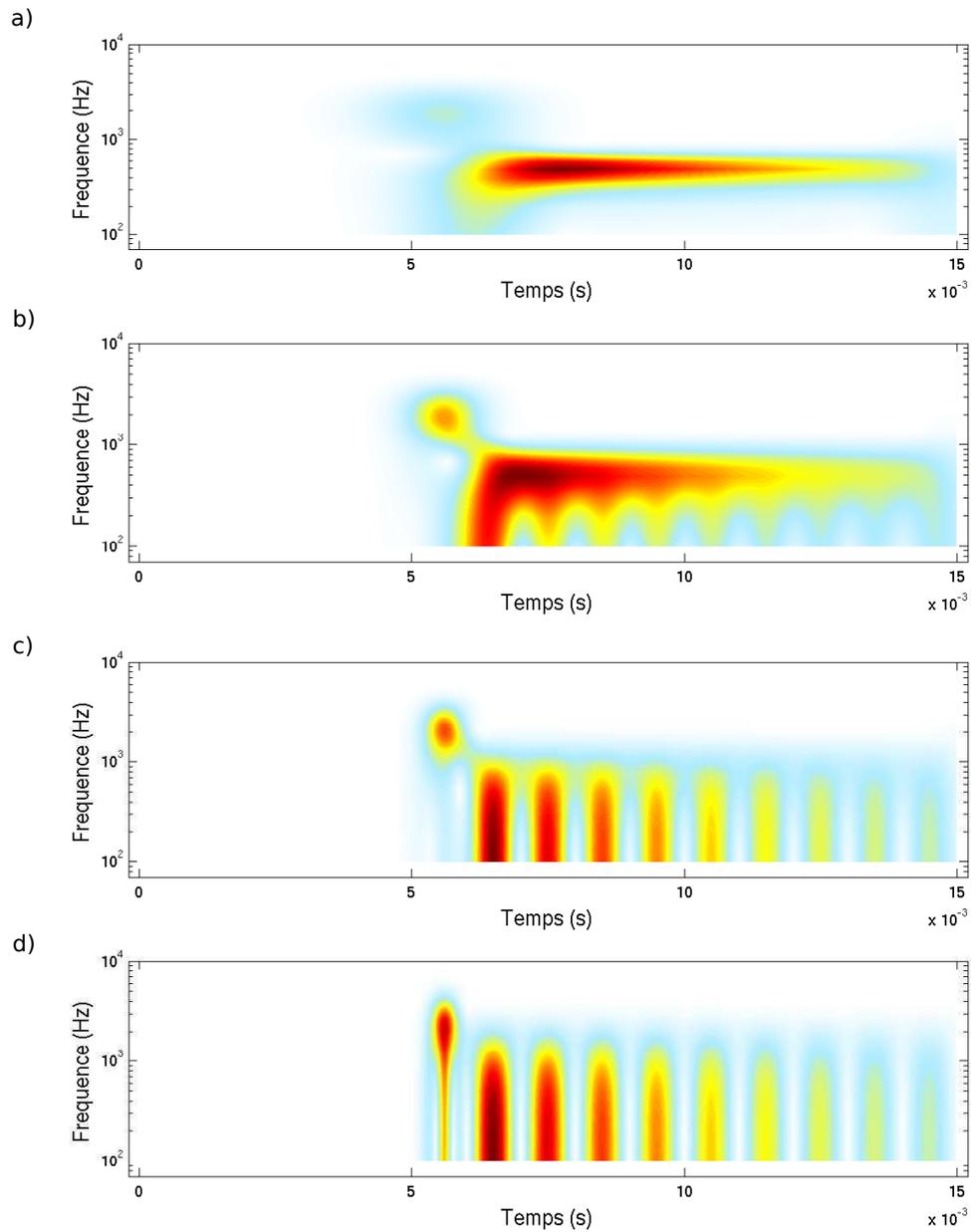


FIG. III.3 – Transformée de Fourier à fenêtre utilisant une fonction de Gabor pour quatre différentes largeurs de fenêtres a) $\sigma = 200$ b) $\sigma = 100$, c) $\sigma = 50$ et d) $\sigma = 25$ échantillons. Les magnitudes maximales du spectre sont représentées en rouge et les plus faibles en blanc

fréquence. Cependant, il est courant d'utiliser la notion de fréquence pour décrire l'aspect dynamique des phénomènes physiques observés. Dans la TOC, l'échelle a est inversement proportionnelle à la fréquence ω . Si l'on connaît la fréquence centrale ω_0 de l'ondelette, alors il est possible de définir la fréquence ω correspondant à l'échelle a par la simple relation $\omega = \omega_0/a\Delta T$, où ΔT représente le pas d'échantillonnage (Reine et al., 2009).

2.2 Critères de sélection pour l'ondelette mère

La fonction analysante « ondelette » doit respecter plusieurs critères mathématiques afin que la TOC soit valide (Mallat, 2000; Addison, 2002).

- L'ondelette est une fonction d'énergie E finie :

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} |\psi(t)|^2 dt < \infty \quad (\text{III.7})$$

- Soit $\widehat{\psi}(\omega)$ la transformée de Fourier de $\psi(t)$, alors la condition suivante doit être satisfaite :

$$C_g = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\widehat{\psi}(\omega)|^2}{\omega} d\omega < \infty \quad (\text{III.8})$$

Cette équation, appelée relation d'admissibilité et C_g constante d'admissibilité, signifie qu'une ondelette n'a pas de composante fréquentielle nulle. Autrement dit, une ondelette $\psi(t)$ est une fonction de moyenne nulle définie par :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi(t) dt = 0 \quad (\text{III.9})$$

2.3 Ondelettes réelles et complexes

Lorsque l'on choisit d'utiliser une TOC, le choix de l'ondelette est crucial et dépend de la forme du signal à analyser autant que du traitement à effectuer. On peut distinguer deux principaux types d'ondelettes : les ondelettes réelles et complexes. La différence entre les deux tient dans la capacité ou non d'une ondelette à encoder la phase d'un signal. Citons deux ondelettes couramment utilisées : l'ondelette dite « mexican hat », réelle, et l'ondelette de Morlet, complexe. La plus simple, le « mexican hat », identique au Ricker, est défini par :

$$\psi(t) = ce^{-t^2/2}(1 - t^2) \quad (\text{III.10})$$

avec $c = 2/(\sqrt{3}\pi^{1/4})$, un facteur de normalisation qui assure à l'ondelette une énergie finie égale à 1. Le « mexican hat » correspond à la dérivée seconde d'une fonction gaussienne $e^{-t^2/2}$ (figure III.4). En sismologie, cette forme d'ondelette correspond au Ricker.

L'autre ondelette, très utilisée en traitement sismique, est l'ondelette de Morlet, une

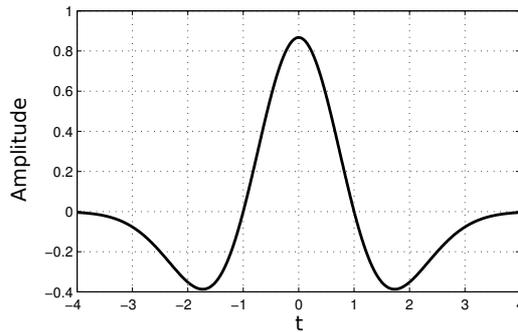


FIG. III.4 – Ondelette réelle "mexican hat"

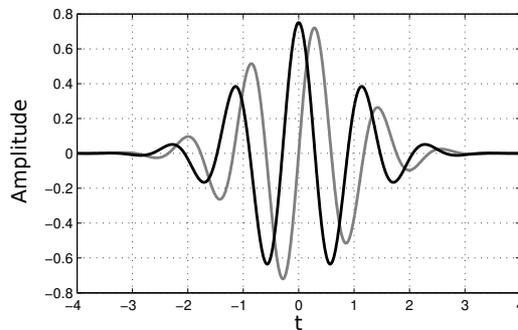


FIG. III.5 – Partie réelle (noir) et imaginaire (gris) de l'ondelette complexe de Morlet pour $\omega_0 = \pi\sqrt{2/\ln 2}$. La partie imaginaire est décalée d'un quart de période par rapport à la partie réelle.

fonction gaussienne définie par :

$$\psi(t) = \frac{1}{\pi^{1/4}} (e^{i\omega_0 t} - e^{-\omega_0^2/2}) e^{-t^2/2} \quad (\text{III.11})$$

où ω_0 est la fréquence centrale de l'ondelette mère. Le terme $e^{-\omega_0^2/2}$ corrige la moyenne non-nulle de la première sinusoïde entre parenthèses. Ce terme de correction devient négligeable lorsque $\omega_0 \geq \pi\sqrt{2/\ln 2} \simeq 5.336$ (Addison, 2002) et peut alors être négligé dans ce cas pour obtenir une formulation plus simple (Daubechies, 1992) :

$$\psi(t) = \frac{1}{\pi^{1/4}} e^{i\omega_0 t} e^{-t^2/2} \quad (\text{III.12})$$

La valeur absolue des coefficients de corrélation calculés par la TOC (eq. III.6), est appelée « magnitude ». Si l'ondelette utilisée est complexe, ces coefficients $C(a, b)$ le sont également. La TOC donne alors une information sur la phase du signal, pouvant être représentée dans le plan complexe par un angle défini par $\tan^{-1}[\Im(C)/\Re(C)]$.

2.4 Résolution temps-fréquence : rectangles d'Heisenberg

Il est intéressant, afin de comparer TOC et TFF, de prendre comme fonction analysante une fonction gaussienne telle que l'ondelette de Morlet. L'étalement de l'énergie de $\psi_{a,b}$ dans le plan temps-fréquence est donné par des rectangles d'Heisenberg de largeur $\sigma(t)$ pour $|\psi_{a,b}(t)|^2$ et $\sigma(\omega)$ pour $|\psi_{a,b}(\omega)|^2$. On peut observer sur la figure III.6 que la résolution temps-fréquence est différente suivant la dilatation de l'ondelette. Plus l'ondelette sera dilatée, meilleure sera la résolution fréquentielle au détriment de la résolution temporelle. Au contraire, lorsque la fréquence de l'ondelette sera plus élevée, la résolution temporelle sera améliorée au contraire de la résolution fréquentielle.

Pour mettre en évidence les différences avec la TFF, le signal de la figure III.2 est analysé par une TOC avec une ondelette de Morlet (avec $\omega_0 = \pi\sqrt{2/\ln 2}$) et une ondelette "mexican hat" (figure III.7). La TOC utilisant l'ondelette "mexican hat" permet d'obtenir une excellente représentation du signal (figure III.7 b). Le pic initial et les oscillations qui lui succèdent sont très bien définis en temps et en fréquence. Pour l'ondelette de Morlet, la séparation des différents événements en temps est plus délicate mais les fréquences dominantes sont également détectées. La majeure différence avec l'ondelette de Morlet est que l'ondelette "mexican hat" possède moins d'oscillations que l'ondelette de Morlet et donc permet une meilleure localisation temporelle des différents événements. Cependant seule l'ondelette de Morlet permet d'obtenir une information sur la phase du signal comme présentée en figure III.8. Sur ce spectre, les variations de phase du signal entre le Ricker et les oscillations à 500Hz sont clairement mises en valeurs.

Il est également possible, en diminuant la fréquence centrale ω_0 de l'ondelette, d'obtenir une ondelette de Morlet complexe à plus faibles oscillations comme le "mexican hat". La formulation complète III.11 doit être utilisée dans ce cas. En figure III.9 sont représentées les deux ondelettes de Morlet pour $\omega_0 = 1.5$ et 5.336. En observant le spectre de phase de ces deux ondelettes, seule la fonction $\omega_0 = 5.336$ permet d'obtenir une phase linéaire. Cette caractéristique est particulièrement recherchée pour le calcul du déphasage entre deux signaux. Ainsi, l'ondelette de Morlet pour $\omega_0 = 5.336$ permet une analyse complète du signal, en fournissant une information sur l'amplitude et la phase du signal. C'est cette ondelette qui sera choisie pour la suite du traitement. Son principal inconvénient est le nombre d'oscillations qui la compose, ne permettant pas une détection optimale des événements de courte durée. Cependant, nous verrons par la suite que son pouvoir de résolution temporelle est suffisant pour isoler une onde P directe parmi le train d'ondes.

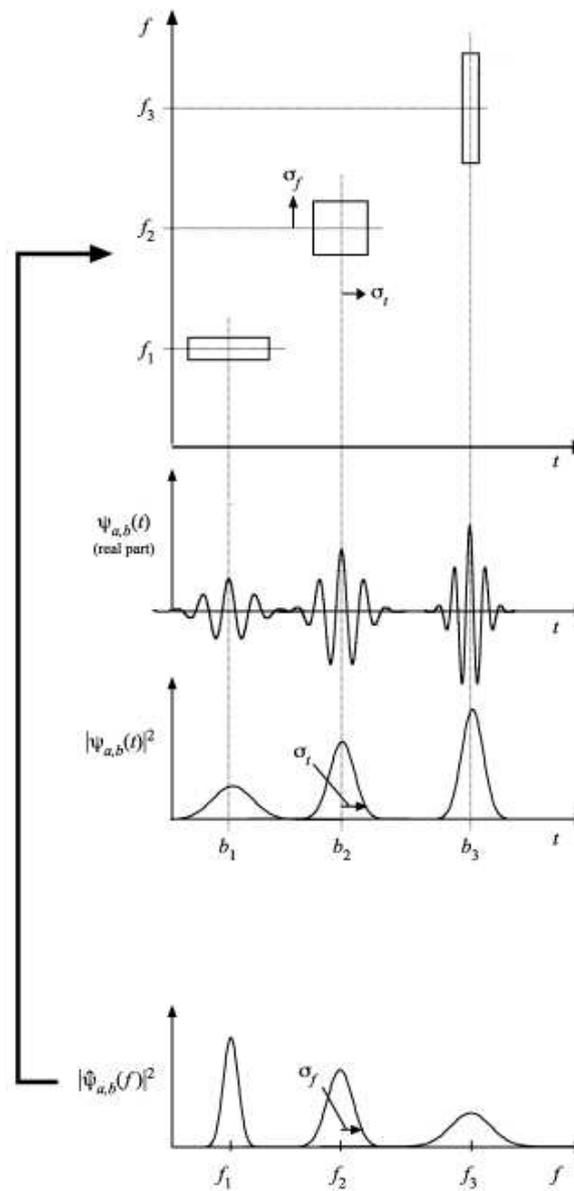


FIG. III.6 – Rectangles d’Heisenberg dans le plan temps-fréquence représentant l’énergie d’une ondelette à trois différentes échelles (ici représenté par la fréquence centrale f de l’ondelette) (Addison, 2002)

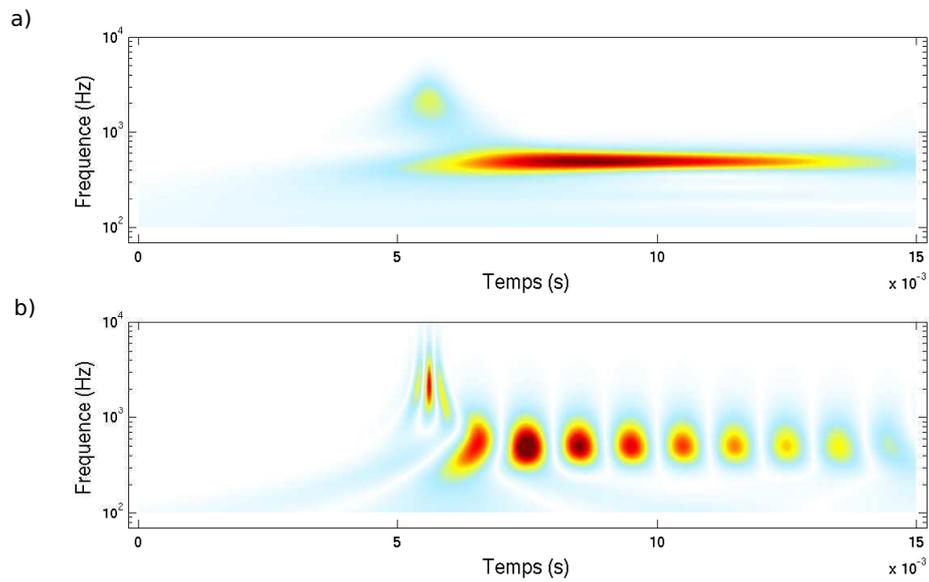


FIG. III.7 – Magnitude du signal III.2 obtenue par TOC utilisant a) une ondelette de Morlet ($\omega_0 = \pi\sqrt{2/\ln 2}$) et b) une ondelette "mexican hat"

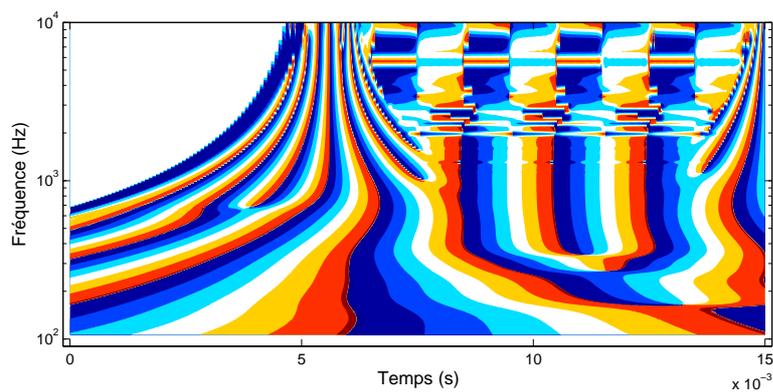


FIG. III.8 – Phase du signal III.2 obtenue par TOC utilisant une ondelette de Morlet. La couleur bleu représente un angle de phase négatif ($-\pi$), la couleur rouge une phase positive ($+\pi$) et la couleur blanche une phase nulle.

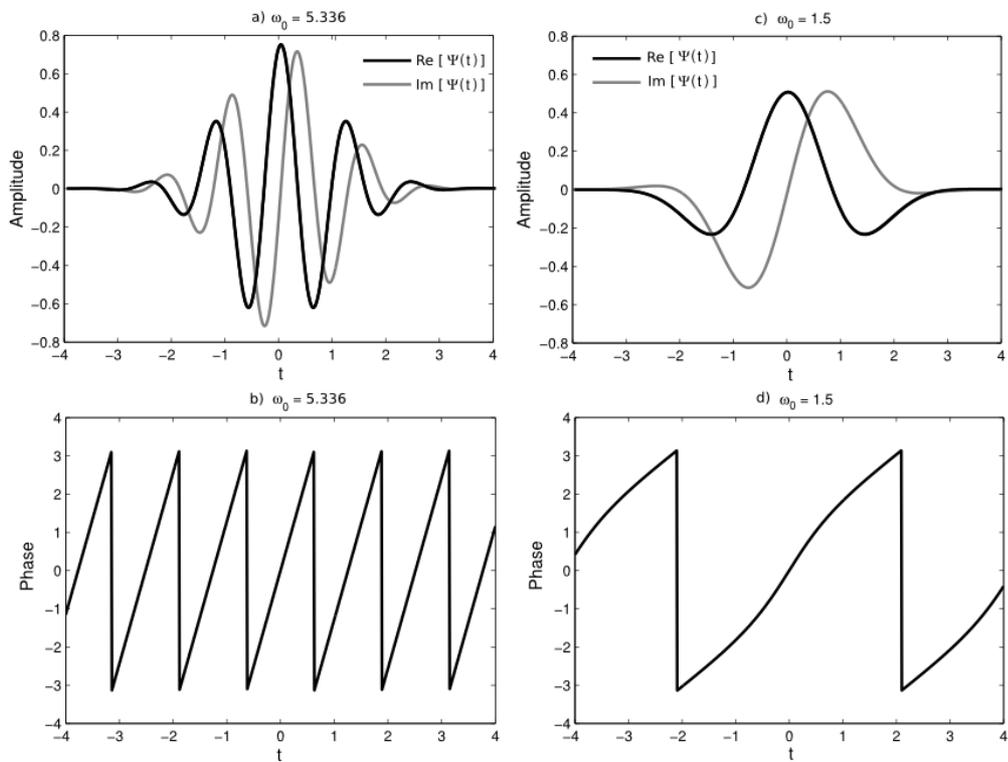


FIG. III.9 – a) Partie réelle et imaginaire de l'ondelette de Morlet pour $\omega_0 = 5.336$, et son spectre de phase (b). c) Partie réelle et imaginaire de l'ondelette de Morlet pour $\omega_0 = 1.5$, et son spectre de phase (d)

3 Simulation numérique 2D de propagation d'ondes sismiques

L'étude de la dispersion et de l'atténuation au cours de notre expérience nécessite de définir une méthode permettant d'extraire ces attributs sismiques. On propose ici de tester une méthode temps-fréquence basée sur une TOC à l'aide de données synthétiques générées pour un milieu viscoélastique.

3.1 Code SPECFEM2D

Une simulation numérique de propagation d'ondes sismiques est réalisée à l'aide du code SPECFEM2D initialement développé par Dimitri Komatitsch et Jean-Pierre Vilotte. Ce code utilise la méthode des éléments spectraux, méthode d'éléments finis de degré élevé d'interpolation polynomiale, qui permet de résoudre l'équation d'onde dans le domaine temporel. Ce schéma numérique ne sera pas décrit par la suite. De nombreux articles et thèses abordent en détail l'aspect théorique de cette méthode dont notamment [Komatitsch \(1997\)](#), [Komatitsch & Vilotte \(1998\)](#), [Tromp et al. \(2008\)](#), ou [Madec \(2009\)](#) qui font directement référence au code 2D utilisé ici.

Onde plane et onde sphérique

SPECFEM2D permet de simuler une propagation d'onde plane ou d'onde sphérique. L'onde sphérique est atténuée par la divergence géométrique due à la répartition d'énergie le long du front d'onde pendant la propagation. Tandis que l'approximation en onde plane est valide en sismologie à très large offset, l'onde sphérique est engendrée par une source localisée en un point et permet de décrire le comportement de l'onde au voisinage de la source. Une fonction de type Ricker sera utilisée dans les deux cas :

$$Ricker(x) = (1 - 2\pi^2 f_0^2 t^2) e^{-\pi^2 f_0^2 x^2} \quad (\text{III.13})$$

avec f_0 la fréquence dominante. Pour l'onde plane, une source n'est pas explicitement introduite, mais un champ de déplacement est imposé à l'instant initial et défini par ([Madec, 2009](#)) :

$$\mathbf{u}_0(t, \mathbf{x}) = A \mathbf{k} Ricker\left(t - \frac{1}{V_P} \mathbf{d} \cdot \mathbf{x}\right) \quad (\text{III.14})$$

avec A une constante déduite de la condition de traction nulle à la surface libre, \mathbf{d} la direction de propagation et \mathbf{k} celle de déplacement des particules solides (équivalent à \mathbf{d} pour l'onde P).

Dispersion numérique

Lorsque l'on utilise un schéma numérique permettant de résoudre le problème de la propagation des ondes, il est important de considérer l'effet de dispersion numérique due à une discrétisation spatiale insuffisante. Afin d'avoir un minimum de points d'échantillonnage

par longueur d'onde, la taille d'un élément du maillage ne peut pas dépasser une valeur maximale. Cette valeur dépend de la vitesse minimale dans le modèle (vitesse V_S de l'onde S) et de la fréquence dominante f_0 de la source. Le pas d'échantillonnage Δ_x doit alors respecter la relation suivante afin de garantir 5 à 10 points par longueur d'onde (Komatitsch, 1997) :

$$5 \leq \frac{\lambda}{\Delta_x} \leq 10 \quad (\text{III.15})$$

avec $\lambda = V_S/f_{max}$, où la fréquence maximale est définie par $f_{max} = 2.5f_0$.

3.2 Modélisation d'un milieu viscoélastique

Le code SPECFEM2D (depuis la version 5.0, 2004) permet la modélisation d'un milieu viscoélastique, impliquant une dispersion et une atténuation des ondes, en se basant sur les travaux en viscoélasticité de Carcione et al. (1988) et Carcione (1993). Comme vu au chapitre I, la définition d'un milieu viscoélastique linéaire diffère du cas élastique par l'introduction de modules complexes. Carcione et al. (1988) utilisent une superposition de modèles de Zener afin de décrire le comportement viscoélastique du matériau. Dans le cas simple d'un unique mécanisme de relaxation pour l'incompressibilité et le cisaillement du milieu, les modules complexes et fréquentiellement dépendants $K(\omega)$ et $\mu(\omega)$ peuvent être écrits sous la forme :

$$\begin{aligned} K(\omega) &= K_r \left(\frac{1 + i\omega\tau_{\varepsilon 1}}{1 + i\omega\tau_{\sigma 1}} \right) \\ \mu(\omega) &= \mu_r \left(\frac{1 + i\omega\tau_{\varepsilon 2}}{1 + i\omega\tau_{\sigma 2}} \right) \end{aligned} \quad (\text{III.16})$$

avec les temps de relaxations $\tau_{\varepsilon 1}$ et $\tau_{\sigma 1}$ associés au module K et $\tau_{\varepsilon 2}$ et $\tau_{\sigma 2}$ pour μ . Les modules relâchés (ou basses-fréquences) K_r et μ_r sont définis par :

$$\begin{aligned} K_r &= \frac{\rho[nV_P^2 - 2(n-1)V_S^2]}{n} \\ \mu_r &= \rho V_S^2 \end{aligned} \quad (\text{III.17})$$

avec n la dimension de l'espace ($n = 1, 2, 3$), et V_P, V_S les vitesses d'ondes basses-fréquences. Les modules hautes-fréquences K_u et μ_u sont donnés par :

$$\begin{aligned} K_u &= K_r M_{u1} & \text{avec} & & M_{u1} &= \frac{\tau_{\varepsilon 1}}{\tau_{\sigma 1}} \\ \mu_u &= \mu_r M_{u2} & \text{avec} & & M_{u2} &= \frac{\tau_{\varepsilon 2}}{\tau_{\sigma 2}} \end{aligned} \quad (\text{III.18})$$

où M_{u1} et M_{u2} sont appelées "fonctions de relaxations". La dispersion des ondes sismiques

est finalement définie par :

$$\begin{aligned} V_P(\omega) &= \sqrt{\frac{K(\omega) + 2(n-1)\mu(\omega)/n}{\rho}} \\ V_S(\omega) &= \sqrt{\frac{\mu(\omega)}{\rho}} \end{aligned} \quad (\text{III.19})$$

L'atténuation des ondes P et S est alors donnée par les expressions des facteurs de qualité Q_P et Q_S :

$$\begin{aligned} Q_P^{-1}(\omega) &= \frac{\Im[K(\omega) + 2(n-1)\mu(\omega)/n]}{\Re[K(\omega) + 2(n-1)\mu(\omega)/n]} \\ Q_S^{-1}(\omega) &= \frac{\Im[\mu(\omega)]}{\Re[\mu(\omega)]} \end{aligned} \quad (\text{III.20})$$

Afin de modéliser numériquement ce comportement viscoélastique, [Carcione \(1993\)](#) introduit le concept de variable à mémoires dans la relation linéaire contraintes/déformations, définie à deux dimensions par (la formulation initiale de [Carcione \(1993\)](#) contient une erreur dans l'écriture de σ_{xy} , corrigée dans le code par D. Komatisch) :

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= (\lambda_u + 2\mu_u)\epsilon_{xx} + \lambda_u\epsilon_{yy} + (\lambda_r + \mu_r)e_1 + 2\mu_re_{11} \\ \sigma_{yy} &= \lambda_u\epsilon_{yy} + (\lambda_u + 2\mu_u)\epsilon_{xx} + (\lambda_r + \mu_r)e_1 - 2\mu_re_{11} \\ \sigma_{xy} &= 2\mu\epsilon_{xy} + \mu_re_{12} \end{aligned} \quad (\text{III.21})$$

avec

$$\begin{aligned} \lambda_r &= K_r - \mu_r \\ \lambda_u &= K_r M_{u1} - \mu_r M_{u2} \\ \mu_u &= \mu_r M_{u2} \end{aligned} \quad (\text{III.22})$$

e_1 est la variable à mémoire décrivant la dissipation viscoélastique associée au module K et relié aux temps de relaxation $\tau_{\epsilon 1}$ et $\tau_{\sigma 1}$. Les variables e_{11} et e_{12} sont elles associées au mécanisme de relaxation de cisaillement contrôlé par les temps de relaxation $\tau_{\epsilon 2}$ et $\tau_{\sigma 2}$. En prenant $e_1, e_{11}, e_{12} = 0$, et en remplaçant les modules non relâchés par les constantes élastiques, on retombe sur la relation contrainte/déformation dans le cas élastique.

Finalement, le milieu viscoélastique utilisé est décrit par les propriétés suivantes, représentatives d'un milieu non consolidé et très atténuant :

- $V_P = 150m.s^{-1}$
- $V_S = 86.5m.s^{-1}$
- $\tau_{\sigma 1} = 7.9577.10^{-5}s$, $\tau_{\epsilon 1} = 8.7863.10^{-5}s$, $\tau_{\sigma 2} = 7.9577.10^{-5}s$, $\tau_{\epsilon 2} = 9.3868.10^{-5}s$

où les temps de relaxation correspondent à un facteur de qualité $Q_K \simeq 20$ et $Q_\mu = 3Q_K/5 \simeq 12$ et une fréquence centrale de relaxation égale à $2kHz$. Trois simulations sont réalisées pour lesquelles la configuration du dispositif expérimental présenté au chapitre II est reproduite. La fréquence dominante de la source est de $2kHz$ conformément au contenu

fréquentiel présenté en figure II.12. Dans les trois situations, les bords recouverts de mousse acoustique sont considérés parfaitement absorbants. Bien que SPECSEM2D permette de définir des conditions de bords absorbants (dont l'efficacité décroît à incidence rasante), nous utilisons un milieu plus large de $2m$ sur $2m$ car il est numériquement peu coûteux dans notre cas d'élargir la taille du modèle. Les simulations suivantes sont alors réalisées :

- 1. Propagation d'une onde plane P sans effet de surface libre
- 2. Propagation d'une onde sphérique sans effet de surface libre
- 3. Propagation d'une onde sphérique avec réflexions sur la surface libre

Dans le modèle choisi, la source est polarisée horizontalement afin de reproduire la source pendulaire. Les récepteurs sont définis comme des capteurs mesurant l'accélération, conformément à la disposition des accéléromètres.

3.3 Vitesse de phase de l'onde P

3.3.1 Méthode de spectres croisés

En laboratoire, la méthode de spectres croisés a été utilisée avec succès pour estimer la dispersion des ondes de volume dans des expériences ultrasoniques sur roches consolidées (Wuenschel, 1965; Winkler & Plona, 1982; Molyneux & Schmitt, 2000). Cette méthode consiste à enregistrer le signal sismique à deux distances différentes de la source dans la même direction de propagation. Si l'on obtient les spectres complexes $C_{A1}(\omega)$ et $C_{A2}(\omega)$ de ces deux arrivées, il est possible de calculer le spectre croisé $C_{A12}(\omega)$ défini par :

$$C_{A12}(\omega) = \overline{C_{A1}(\omega)} C_{A2}(\omega) \quad (\text{III.23})$$

A partir de $C_{A12}(\omega)$, la différence de phase $\theta_w(\omega)$ peut être calculée entre les deux signaux :

$$\theta_w(\omega) = \tan^{-1} \frac{\Im[C_{A12}(\omega)]}{\Re[C_{A12}(\omega)]} \quad (\text{III.24})$$

La vitesse de phase $V(\omega)$ est alors déterminée en utilisant la phase dépliée $\theta(\omega)$:

$$V(\omega) = \frac{\omega \Delta d}{\theta(\omega)} \quad (\text{III.25})$$

avec Δd la distance entre les deux capteurs. Cette méthode est optimale lorsque le signal enregistré ne contient qu'un seul événement, dont le spectre de phase peut être calculé par TF. Cependant, dans notre expérience comme pour toute acquisition de terrain, les traces sismiques comportent plusieurs événements. Une représentation temps-fréquence comme la TOC peut être un outil efficace pour déterminer la phase de l'onde P directe si elle n'est pas mélangée à d'autres arrivées. La méthode utilisée est une adaptation de la méthode de spectres croisés proposée par Park & Joh (2009) pour l'estimation de la dispersion des ondes de surfaces lors d'acquisition de terrain de type SASW (« Spectral Analysis of Surface Waves method »). Ces auteurs utilisent une transformée linéaire en ondelettes harmoniques

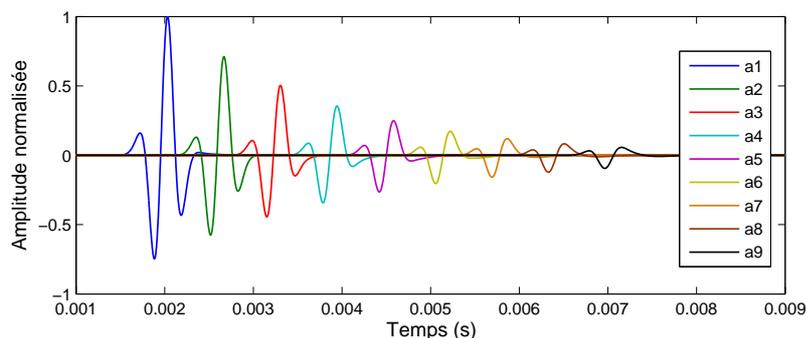


FIG. III.10 – Accélérogrammes obtenus par propagation d’une onde plane, a_1 étant le récepteur le plus proche de la source

développée par [Newland \(1993\)](#). Cette transformée a des propriétés analogues à la TOC lorsque l’ondelette choisie possède une phase linéaire, comme par exemple une ondelette de Morlet pour $\omega_0 \simeq 5.336$.

3.3.2 Cas d’une onde plane sans effet de surface libre

La méthode utilisée pour déterminer la vitesse de phase est illustrée pour le cas de l’onde plane. Les données synthétiques des 9 récepteurs ne contiennent que la forme d’onde associée à l’onde P (figure III.10). Les principales étapes du traitement sont détaillées en suivant :

- **Etape 1.** Une TOC est appliquée à un ou plusieurs couples de traces sismiques. Pour cet exemple, considérons les deux premiers enregistrements (traces a_1 et a_2). Pour chaque fréquence, le maximum local du spectre de magnitude correspondant à l’onde P est détecté (figure III.11). Pour cette simulation, cette détection est aisée puisque le signal sismique ne comporte qu’un seul événement, à savoir l’onde P. Lorsque le signal comporte plusieurs événements, la définition d’un maximum local est donnée par [Mallat & Zhong \(1992\)](#) : Un point (f_i, t_i) est un maximum si la fonction $|C(f_i, t)|$ admet un maximum local en $t = t_i$ (ce maximum étant strict au moins à gauche ou à droite). Sur la figure III.11, on peut remarquer que la ligne de maxima locaux est connexe au niveau des valeurs de coefficients d’ondelettes maximums. A hautes ($> 8 - 10kHz$) et basses fréquences ($< 1kHz$), loin de la fréquence centrale du signal, ces maxima locaux sont moins bien localisés en temps et peu interprétables car correspondant aux plus faibles composantes fréquentielles du signal.
- **Etape 2.** Aux temps correspondant à ces maxima locaux, la valeur de phase est sélectionnée pour chaque fréquence. Ce processus est schématisé en figure III.12. Cette procédure vise à extraire une valeur de phase du signal à l’instant t_i où la corrélation du signal avec l’ondelette analysante est maximum. On cherche ensuite à calculer

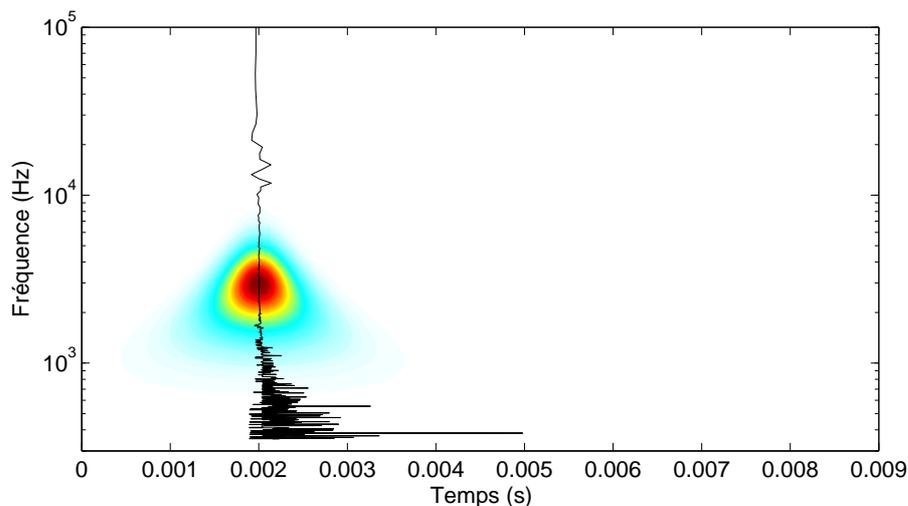


FIG. III.11 – Spectre de magnitude du signal $a1$ obtenu avec une TOC et une ondelette complexe de Morlet. La couleur rouge signifie une forte valeur de coefficients d'ondelettes. En noir est représentée la ligne de maximums locaux correspondant à cette arrivée

le déphasage de l'onde P. A partir de la valeur de phase sélectionnée au temps t_2 (deuxième récepteur) il est possible d'obtenir une valeur théorique de la phase au temps t_1 en supposant que la pente du spectre de phase en fonction du temps est donnée par $2\pi f$ (figure III.13). Une telle hypothèse implique donc d'utiliser une transformation linéaire comme indiqué auparavant.

- **Etape 3.** En répétant cette procédure pour chaque fréquence, on obtient le spectre de déphasage θ_w de l'onde P. La vitesse de phase de l'onde P est obtenue en utilisant l'équation III.25, à partir du spectre de phase dépliée θ (figure III.14).

Sur la figure III.15 sont représentées les vitesses de phase pour deux couples de récepteurs (n°1-2 et n°8-9) ainsi que la courbe de dispersion théorique du modèle de Zener. Sur une large plage fréquentielle, la similitude entre les vitesses de phase estimées et le modèle d'origine est très satisfaisante. On peut observer qu'aux basses-fréquences, les valeurs de vitesses obtenues sont bruitées. Cette gamme de fréquence correspond à la partie du spectre de magnitude où les valeurs de coefficients d'ondelettes sont faibles. Il est alors nécessaire de définir une valeur seuil du spectre de magnitude $A \geq rA_{max}$ avec A_{max} la valeur maximale du spectre. La figure III.16 montre les courbes de dispersion pour $r = 0.25$. Il est également intéressant de réaliser le même traitement avec une transformée de Fourier, les signaux synthétiques ne possédant qu'une seule arrivée. Dans la bande de fréquences dominantes, FFT et TOC donnent un résultat très similaire sauf pour les basses et les hautes fréquences, correspondant aux amplitudes spectrales les plus faibles (figure III.17).

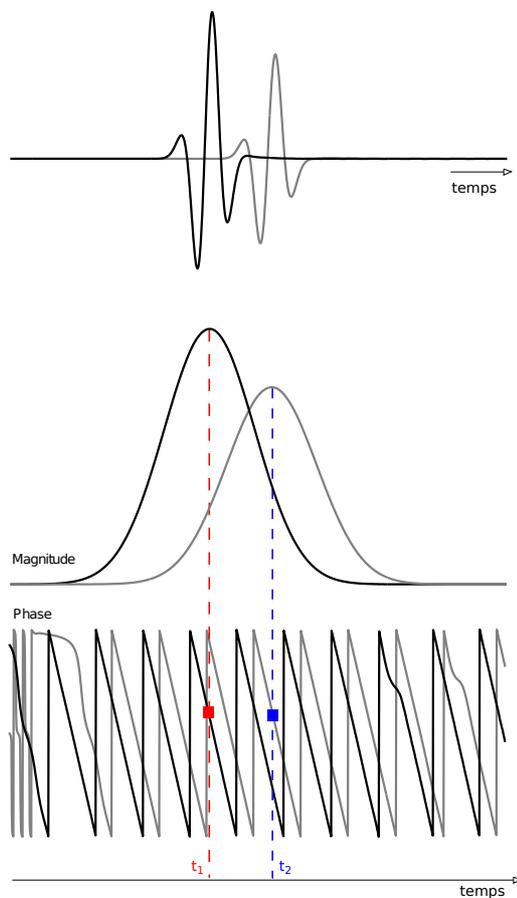


FIG. III.12 – En haut, signaux a_1 (noir) et a_2 (gris). En dessous, les spectres de magnitude en fonction du temps et pour une fréquence donnée. Les temps t_1 et t_2 correspondent au maximum de ces spectres où sont sélectionnées deux valeurs de phase de l'onde P pour deux distances différentes

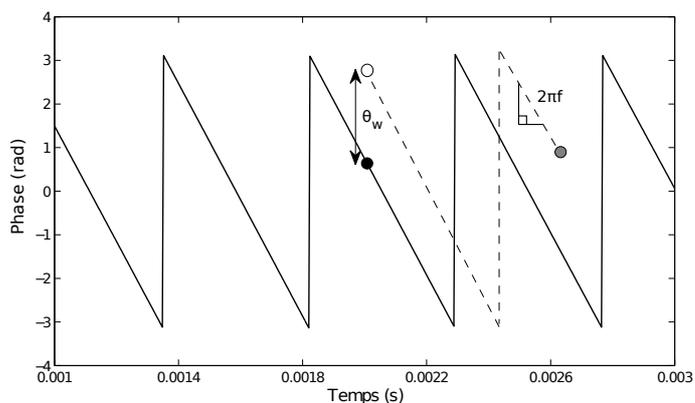


FIG. III.13 – Pour chaque fréquence, le déphasage θ_w de l'onde P entre deux récepteurs est calculé à partir des deux valeurs de phase extraites pour le temps t_1 (premier récepteur, cercle noir) et t_2 (deuxième récepteur, cercle gris). La ligne noire continue est le spectre de phase en fonction du temps du signal a_1

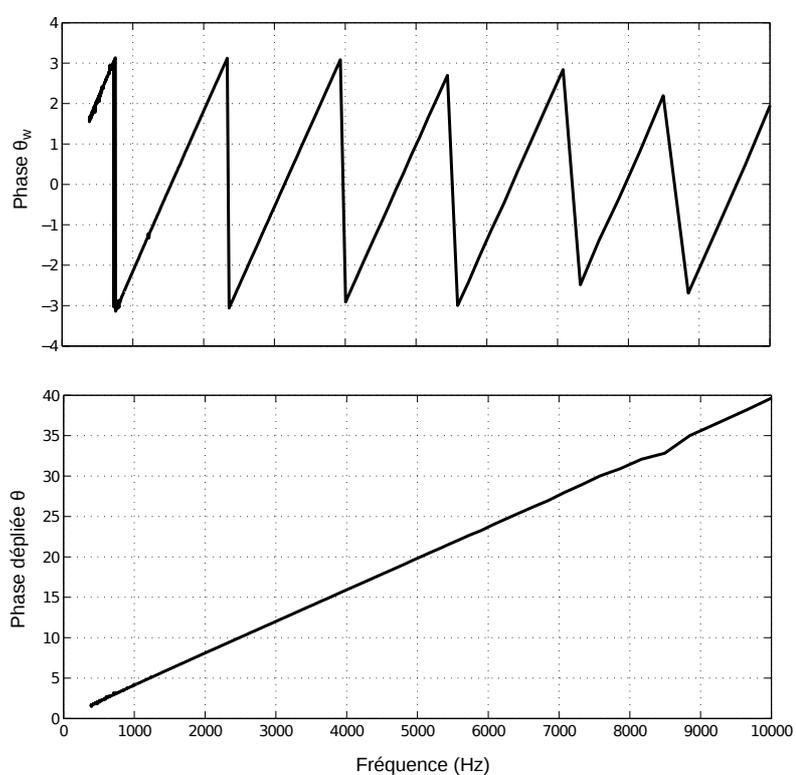


FIG. III.14 – En haut, spectre final de déphasage θ_w obtenu pour le premier couple de récepteurs. Pour appliquer l'équation III.25, ce spectre est converti sous sa forme "dépliée" (pour chaque saut de phase $> \pi$)

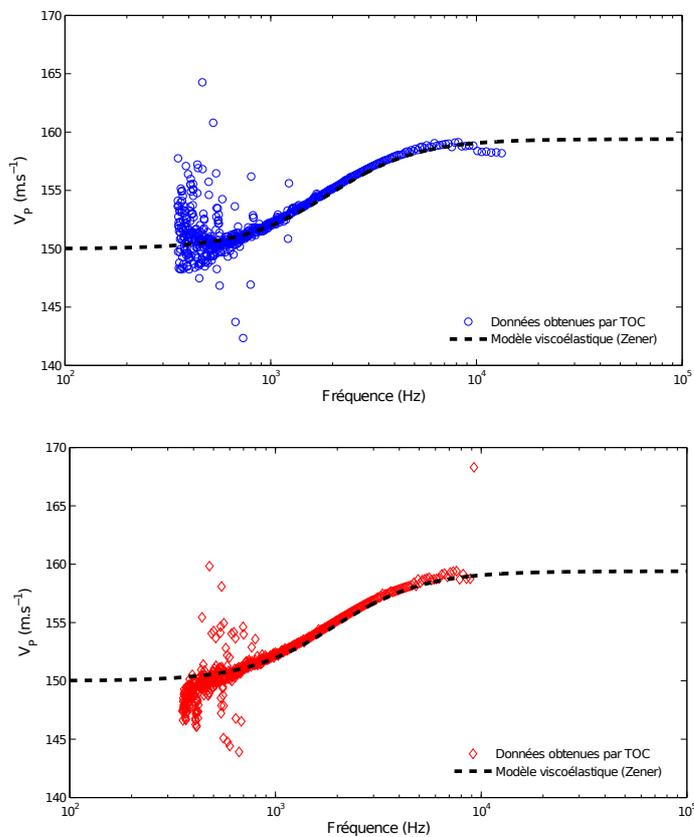


FIG. III.15 – Cas d'une onde plane sans effet de surface libre. En haut, la courbe de dispersion obtenue pour le premier couple de récepteurs (cercles bleus) et le modèle viscoélastique utilisé (ligne pointillée). Au-dessous, la courbe de dispersion obtenue pour le dernier couple de récepteurs (losanges rouges)

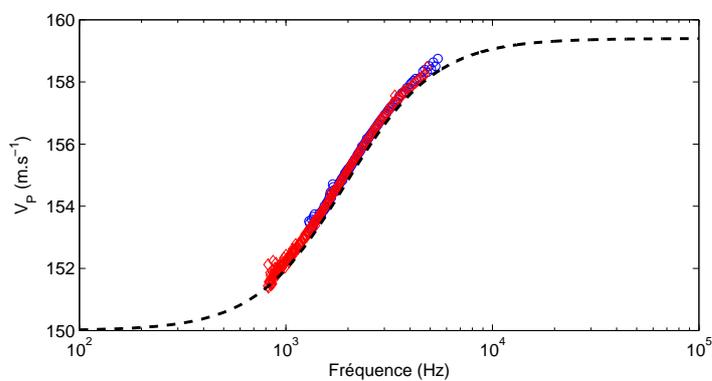


FIG. III.16 – Parties sélectionnées des courbes de dispersion obtenues pour le premier (cercles bleus) et dernier couple de récepteurs (losanges rouges). Le modèle viscoélastique est toujours représenté en ligne pointillée

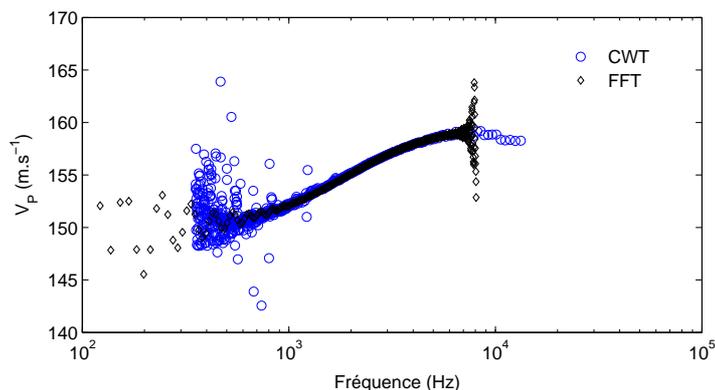


FIG. III.17 – Comparaison entre courbes de dispersion obtenues par TOC (cercles bleus) et FFT (losanges noirs) pour le premier couple de récepteurs

3.3.3 Cas d'une onde sphérique sans effet de surface libre

Dans la simulation suivante, nous modélisons la propagation d'une onde sphérique. Le point source est localisé sur le bord gauche du modèle (figure III.18). Dans ce premier cas, les effets de surface libre sont ignorés en plaçant l'antenne de capteurs au centre du domaine surdimensionné. Les traces sismiques sont alors constituées de l'onde P directe et de la composante SV de l'onde S. Des courbes de dispersion sont obtenues pour les mêmes couples de récepteurs et présentées en figure III.20. On peut observer que le résultat est analogue à celui obtenu pour la précédente simulation. L'influence de l'onde SV est toutefois visible sur la courbe de dispersion obtenue entre les deux premiers récepteurs mais est très rapidement atténuée et n'influence pas les vitesses obtenues avec l'autre série de récepteurs (figure III.19).

3.3.4 Cas d'une onde sphérique avec surface libre

L'effet de surface libre est maintenant pris en compte en décalant l'antenne de récepteurs aux bords du modèle (figure III.21). Dans ce cas, la représentation du champ d'accélération montre que les réflexions sur la surface libre sont très importantes. Sur la figure III.22, on observe très nettement que, si la forme d'onde associée à l'onde P est très peu perturbée par les ondes réfléchies pour les récepteurs proches de la source a1 et a2, elle l'est de manière plus significative pour les récepteurs éloignés (a8 et a9) sur la fin de la forme d'onde.

Pour le couple de récepteurs n°8-9, la courbe de dispersion est donc influencée par l'effet de surface libre (figure III.23). Néanmoins, la dispersion calculée reste fidèle au modèle viscoélastique pour la gamme de fréquences dominantes. Pour le cas du premier couple de récepteurs, la surface libre n'a pas d'effets notables sur la courbe de dispersion. Cette dernière simulation semble montrer que l'extraction de la vitesse de phase par TOC reste efficace tant que la première arrivée (P directe) n'est pas trop perturbée par le train d'ondes dû à la surface libre.

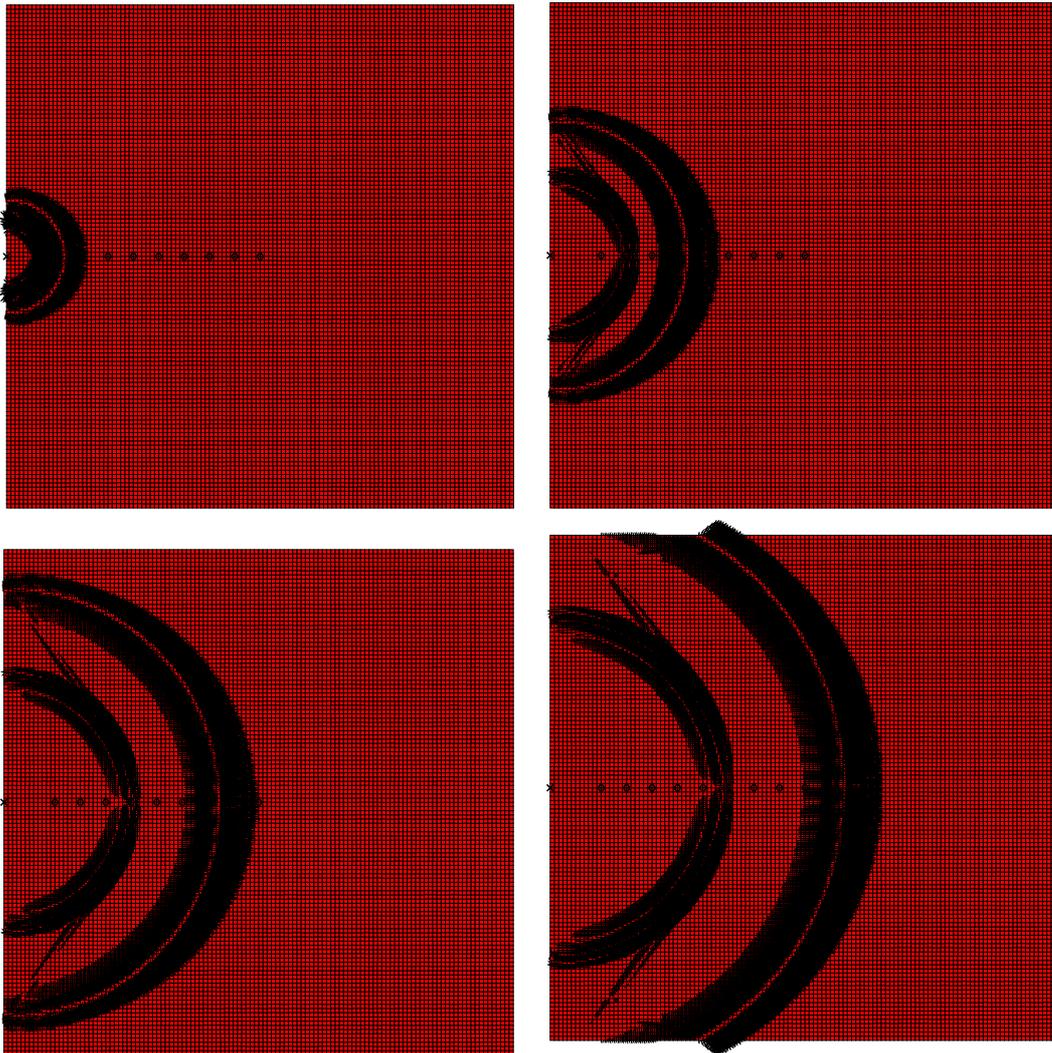


FIG. III.18 – Instantanés du vecteur accélération pour quatre temps différents, 2, 4, 6 et 8 ms. La source est placée sur le bord gauche du modèle. Les récepteurs (accéléromètres), représentés par des losanges noirs, sont situés sur la même ligne horizontale que la source, le premier étant distant de la source de 20cm , avec un intertracé de 10cm

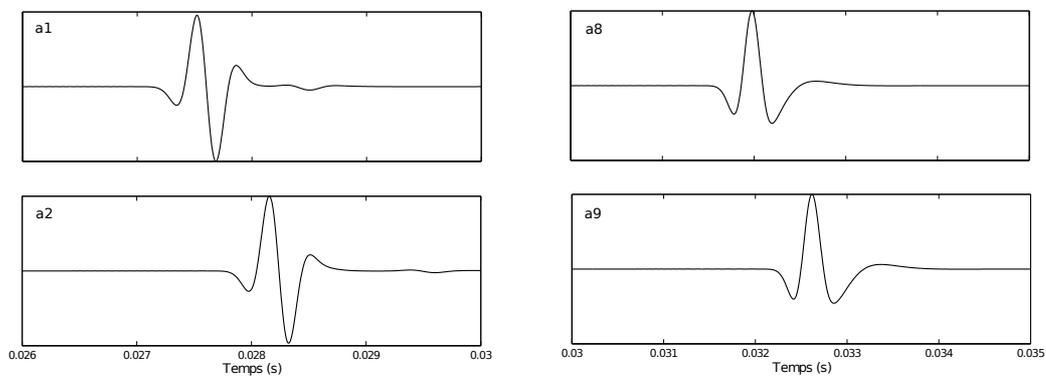


FIG. III.19 – Accélérogrammes enregistrés aux récepteurs a1, a2, a8 et a9. Une onde SV de faible amplitude est détectable sur les deux premiers enregistrements (à gauche)

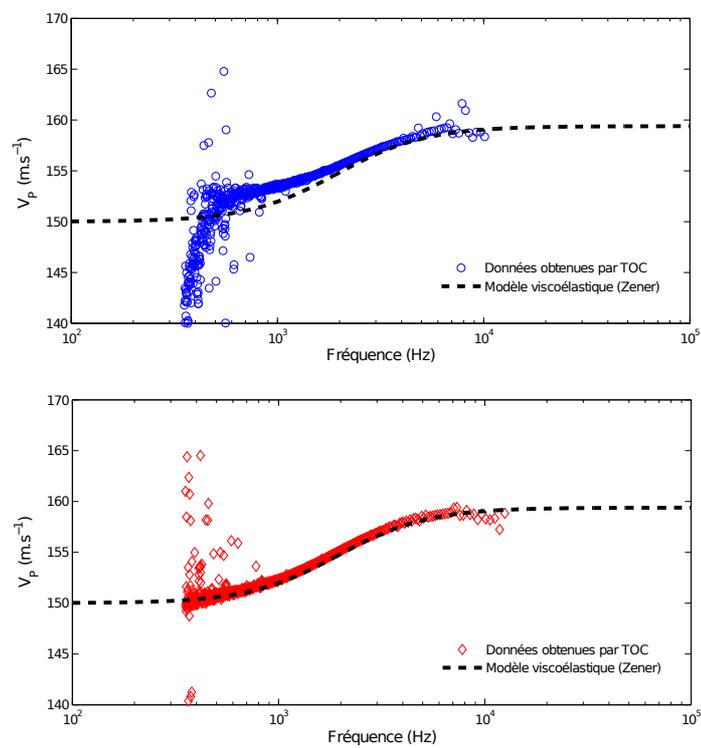


FIG. III.20 – Cas d’une onde sphérique sans effet de surface libre. En haut, la courbe de dispersion obtenue pour le premier couple de récepteurs (cercles bleus) et le modèle viscoélastique utilisé (ligne pointillée). Au-dessous, la courbe de dispersion obtenue pour le dernier couple de récepteurs (losanges rouges)

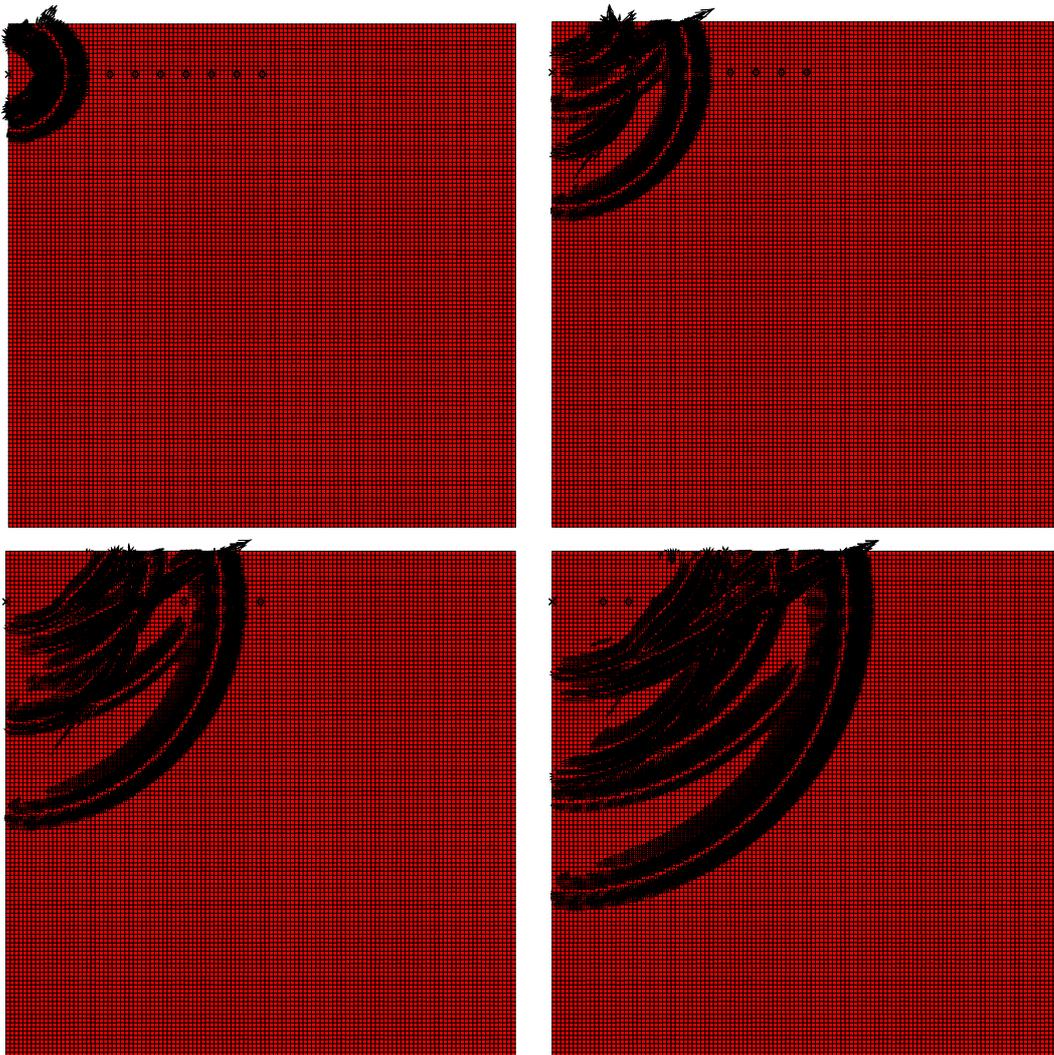


FIG. III.21 – Instantanés du vecteur accélération pour quatre temps différents, 2, 4, 6 et 8 ms. La source est placée sur le bord gauche du modèle, à 17cm de la surface libre (croix noire). Les récepteurs (accéléromètres), représentés par des losanges noirs, sont situés sur la même ligne horizontale que la source, le premier étant distant de la source de 20cm , et l'intertrace est égale à 10cm

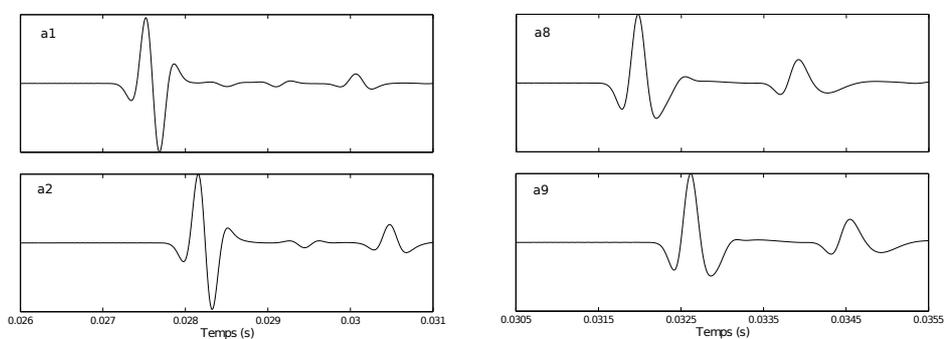


FIG. III.22 – Accélérogrammes enregistrés aux récepteurs a1, a2, a8 et a9. Les réflexions et conversions de modes qui se produisent à la surface libre sont clairement observées sur chacun des signaux

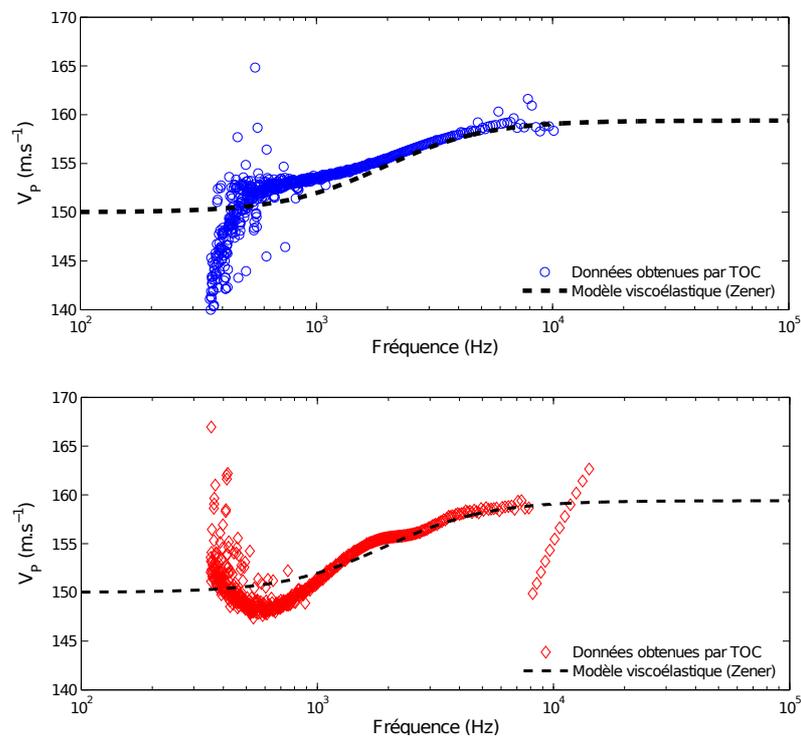


FIG. III.23 – Cas d'une onde sphérique avec surface libre. En haut, la courbe de dispersion obtenue pour le premier couple de récepteurs (cercles bleus) et le modèle viscoélastique utilisé (ligne pointillée). Au-dessous, la courbe de dispersion obtenue pour le dernier couple de récepteurs (losanges rouges)

3.4 Facteur de qualité de l'onde P

3.4.1 Méthode des rapports de spectres

Après avoir validé l'estimation de la vitesse de phase par TOC, le but est ici de déterminer un autre attribut sismique essentiel, l'atténuation des ondes. Dans un milieu homogène, l'amplitude spectrale $A(f)$ d'une onde sphérique est donnée par :

$$A(f) = A_0(f)G.e^{[-\alpha(f)(r-r_0)]} \quad (\text{III.26})$$

avec f la fréquence et A_0 l'amplitude à un offset de référence r_0 . α est le coefficient d'atténuation $\alpha = (\pi f)/(V_P Q_P)$ avec V_P la vitesse de phase de l'onde P et Q_P le facteur de qualité. Cette dernière relation est valide pour $Q_P > 1$ (Futterman, 1962). G est la divergence géométrique de l'onde, définie différemment selon que l'onde se propage dans un milieu 2D ou 3D. En milieu élastique 3D, on définit la densité d'énergie E comme l'énergie émise à la source E_T répartie sur la surface S de la sphère correspondant au front d'ondes :

$$E = \frac{E_T}{4\pi r^2} \propto \frac{1}{r^2} \quad (\text{III.27})$$

avec r la distance par rapport à la source. L'énergie de l'onde décroît en $1/r^2$, et est proportionnelle au carré de l'amplitude ce qui conduit à définir la divergence géométrique comme $G = 1/r$. A deux dimensions, l'énergie d'une onde 2D est répartie sur la circonférence d'un cercle et non sur la surface d'une sphère. La baisse d'amplitude due aux effets géométriques est alors donnée par $G = 1/\sqrt{r}$.

En considérant les deux amplitudes A_1 et A_x correspondant à l'onde P enregistrée au premier accéléromètre et à un autre récepteur plus éloigné, le rapport de spectre est donné par :

$$\log \frac{A_1(f)}{A_x(f)} - \log \frac{G_1}{G_x} = \frac{\pi f}{V_P(f)Q_P(f)} d_x \quad (\text{III.28})$$

avec G_1 et G_x la divergence géométrique pour chaque accéléromètre aux distances r_1 et r_x . Cette dernière équation permet de déterminer le facteur de qualité Q_P en calculant la pente de cette relation linéaire, fonction de $d_x = (r_x - r_1)$. Généralement, cette relation linéaire est formulée en fonction de f , ce qui implique que Q_P et V_P sont considérés indépendants de la fréquence (Tonn, 1991). Comme proposé par (Jeng et al., 1999), l'équation III.28 permet de considérer Q_P fréquemment dépendant mais nécessite une estimation de la vitesse de phase et l'utilisation de plusieurs enregistrements simultanés. Le problème qui se pose maintenant est d'extraire un spectre d'amplitude correspondant à l'onde P en utilisant une TOC.

3.4.2 Spectre de Fourier et spectre d'ondelette

Comme vu en 2.1, la transformée en ondelette correspond à la corrélation du signal avec l'ondelette mère. En appliquant le théorème de convolution, le résultat de la TOC correspond donc au produit de la transformée de Fourier du signal $\hat{f}(\omega)$ avec celle de l'ondelette $\hat{\psi}(\omega)$, donné par Addison (2002) :

$$C(a, b) = \sqrt{a} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(\omega) \hat{\psi}(a\omega) e^{i\omega b} d\omega \quad (\text{III.29})$$

Le spectre obtenu par TOC correspond donc à celui de la transformée de Fourier du signal pondéré par le spectre de Fourier de l'ondelette analysante. Ainsi la forme de l'ondelette va jouer un rôle prépondérant sur la forme du spectre. Pour obtenir les spectres d'amplitudes de l'onde P pour chaque récepteur, la méthode la plus intuitive est de sélectionner la ligne des maxima locaux au niveau de la première arrivée, comme proposé par Shenghong Tai & Castagna (2006) ou Reine et al. (2009). Cependant, cette ligne de maxima peut elle être réellement interprétée comme spectre d'amplitude de la première arrivée dans l'équation III.28 ? Il est alors important de s'assurer que ce "spectre local" d'ondelette est comparable au spectre de Fourier de l'onde P.

Perrier et al. (1995) ont montré que le spectre d'ondelette peut se substituer au spectre de Fourier seulement si l'ondelette mère possède suffisamment de moments nuls (*i.e.*, nombre d'oscillations). Considérons un signal synthétique simple constitué d'un ricker de fréquence centrale 1kHz . Deux transformées en ondelette sont réalisées, en utilisant deux ondelettes complexes de Morlet pour $\omega_0 = 1.5$ et 5.336 . La première possède la même forme d'onde que le Ricker tandis que la seconde comporte plus d'oscillations. Cependant, seule l'ondelette $\omega_0 = 5.336$ est à même de donner une approximation satisfaisante du spectre de Fourier, avec une décroissance spectrale similaire (figure III.24). Cette similitude entre FFT et CWT est un point crucial pour toute analyse quantitative telle que la méthode de rapport de spectres. Bien que l'ondelette de Morlet pour $\omega_0 = 1.5$ soit utile à la détection d'évènements de courte durée (comme l'ondelette réelle « mexican hat »), l'interprétation de son spectre en terme de propriétés physiques reste délicate. Cette comparaison entre spectre de Fourier et spectre d'ondelette justifie l'utilisation de l'ondelette de Morlet $\omega_0 = 5.336$ à la fois pour la détermination de la vitesse de phase mais également pour celle du facteur de qualité. Shenghong Tai & Castagna (2006) et Reine et al. (2009) utilisent d'ailleurs la même ondelette dans leurs études.

3.4.3 Cas d'une onde plane sans effet de surface libre

Pour cette première simulation, l'utilisation de la méthode de rapport de spectres ne nécessite pas de correction de divergence géométrique. Les spectres d'onde P obtenus par TOC et FFT pour le premier et dernier récepteurs sont représentés en figure III.25. Les

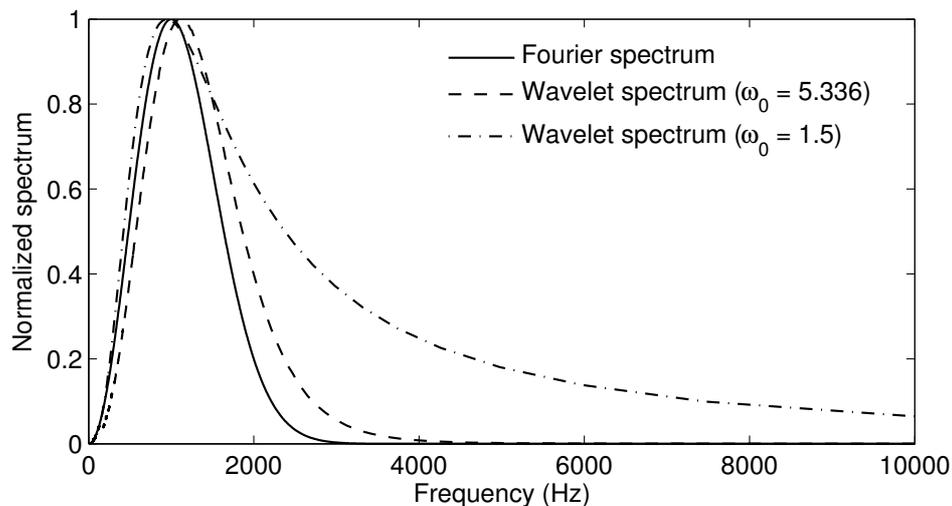


FIG. III.24 – Comparaison du spectre de Fourier avec les spectres d'ondelettes pour $\omega_0 = 1.5$ et 5.336

fréquences les moins atténuées se situent approximativement entre 1 et $5kHz$, bande fréquentielle dans laquelle la méthode du rapport de spectre devrait être la plus efficace. Le résultat obtenu avec une FFT (figure III.26 a) est très satisfaisant dans cette zone de fréquences dominantes. Pour les autres fréquences, le résultat n'est pas interprétable car les amplitudes spectrales sont trop faibles et correspondent également à une estimation erronée de la vitesse de phase. Le résultat obtenu avec la TOC est similaire à la FFT et présente une bonne corrélation avec le modèle viscoélastique (figure III.26 b), excepté pour les fréquences inférieures à $1kHz$. L'erreur minimale entre le modèle et les données se situe au niveau des fréquences les moins atténuées, dans la gamme de quelques kHz .

3.4.4 Cas d'une onde sphérique sans effet de surface libre

La propagation d'une onde sphérique implique de prendre en compte la divergence géométrique de l'onde. La figure III.27 représente Q_P^{-1} avec et sans correction de divergence géométrique. La correction de cette atténuation géométrique permet de retrouver le comportement fréquentiel de Q_P^{-1} dans le cas de l'onde plane.

3.4.5 Cas d'une onde sphérique avec surface libre

La dernière simulation permet de juger l'importance de la surface libre sur l'estimation de Q_P^{-1} , et donc la validité d'extraire avec une TOC des spectres d'amplitude correspondant à l'onde P dans un signal composé de plusieurs arrivées. La figure III.28 présente la comparaison entre les cas avec et sans surface libre. L'arrivée d'ondes réfléchies juste après l'onde P a une forte influence sur l'estimation de Q_P^{-1} , exprimée par des valeurs négatives de Q_P^{-1} et rend donc la méthode de rapport de spectres inefficace selon les fréquences considérées.

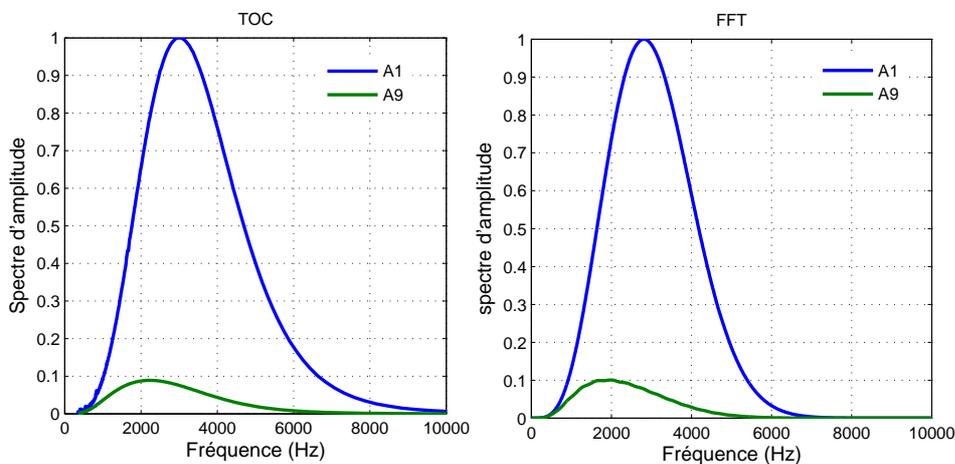


FIG. III.25 – Spectres d'ondelette A1 (premier récepteur) et A9 (dernier récepteur) de l'onde P obtenus par TOC (à gauche) et par FFT (à droite)

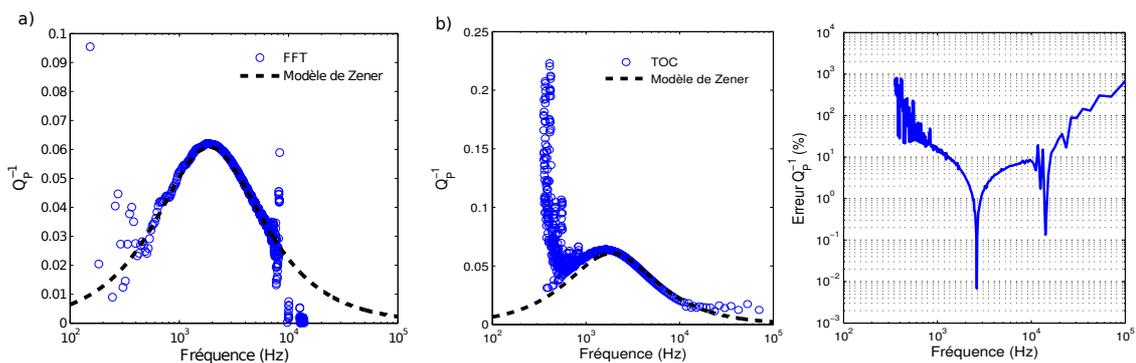


FIG. III.26 – a) Q_P^{-1} calculé en utilisant une FFT b) Q_P^{-1} calculé en utilisant une TOC. L'estimation de la vitesse de phase V_P par mesure du déphasage entre les deux premiers récepteurs est utilisée dans l'équation du rapport de spectre (eq. III.28). A droite, erreur en % entre le modèle viscoélastique et les valeurs de Q_P^{-1} calculées par TOC

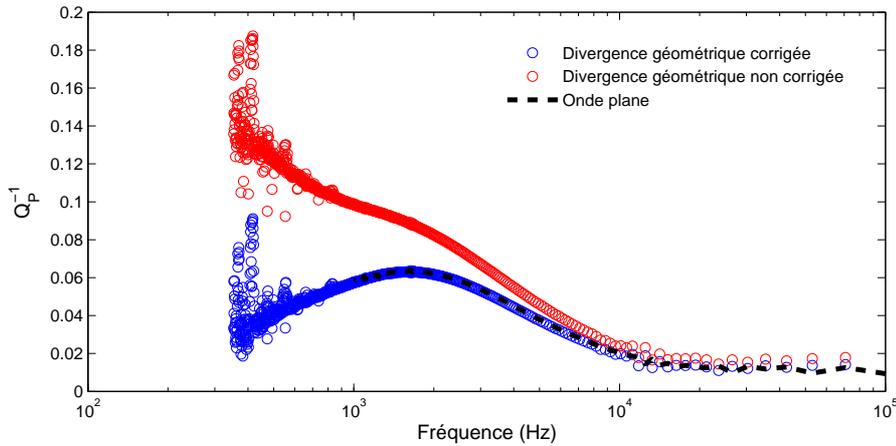


FIG. III.27 – Q_P^{-1} avec et sans correction de la divergence géométrique. En ligne noire pointillée est représentée la courbe de Q_P^{-1} obtenue avec une onde plane (les fréquences inférieures à $1kHz$ ne sont pas représentées)

Cette influence des ondes réfléchies peut être facilement visualisée avec une représentation temps-fréquence des signaux enregistrés aux récepteurs *a1* et *a9* (figure III.29). La ligne de maxima locaux pour le dernier récepteur est nettement influencée par la présence des ondes réfléchies autour du kHz et en dessous. Les basses fréquences correspondent à une dilatation plus importante de l'ondelette (échelle a) et donc le signal est corrélé avec l'ondelette sur un intervalle de temps plus grand, englobant les multiples arrivées qui suivent l'onde P. Si l'amplitude de ces ondes est significative, alors la magnitude du spectre local de l'onde P (ligne de maxima locaux) sera modifiée. Cependant, dans la bande de fréquence dominante du signal, correspondant à de plus hautes fréquences (et donc à une meilleure localisation temporelle de l'onde P), l'évolution de Q_P^{-1} en fonction de la fréquence est similaire à celle du cas sans surface libre. En représentant sur la figure III.30 l'erreur entre modèle et Q_P^{-1} calculés, les fréquences correspondantes à moins de 5% d'erreur sont localisées entre 1500 et 3500 Hz. La limite inférieure correspond à la fréquence à laquelle l'onde P est clairement identifiée par la TOC. La limite supérieure correspond à une magnitude spectrale suffisante mesurée au dernier accéléromètre, respectant $A_9(f) > \frac{1}{2}max[A_9(f)]$.

3.4.6 Influence d'un « zero padding » sur l'estimation du facteur de qualité par TOC

La technique habituelle pour déterminer le facteur de qualité de l'onde P est de fenêtrer en temps la première arrivée (généralement avec une fenêtre rectangulaire) puis de calculer la transformée de Fourier (Tonn, 1991). Si la TOC ne permet pas de détecter correctement l'onde P par la méthode des maxima locaux, la méthode utilisant une TF semble être préférable. Néanmoins, le fenêtrage pose un problème bien connu en traitement du signal avec

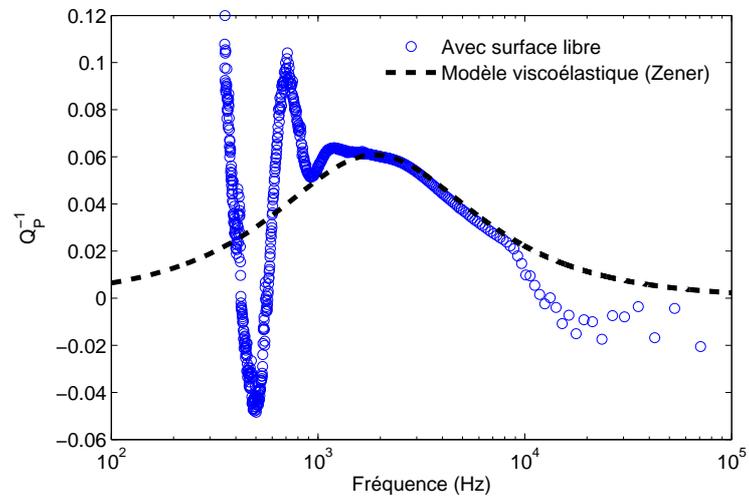


FIG. III.28 – Comparaison des valeurs de Q^{-1} calculées avec surface libre et le modèle de Zener

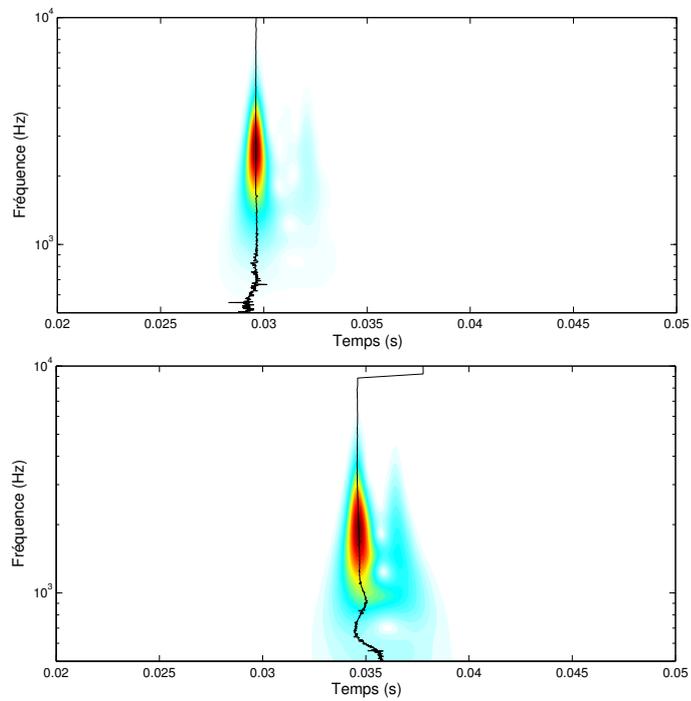


FIG. III.29 – Spectres de magnitude temps-fréquence pour les signaux a1 (en haut) et a9 (en bas)

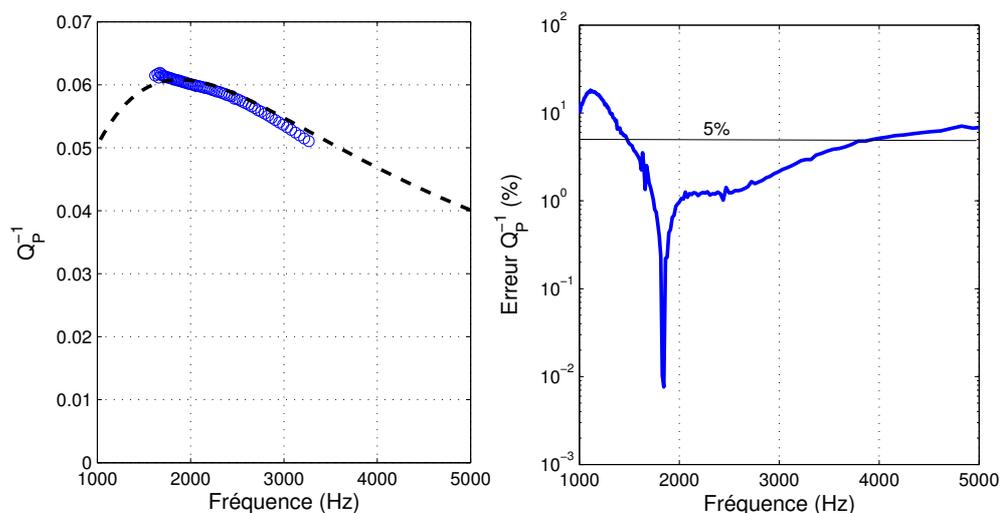


FIG. III.30 – Sélection des valeurs de Q_P^{-1} respectant une erreur maximale de 5% avec le modèle (ligne pointillée)

l'apparition de lobes secondaires dans le spectre de la forme d'onde sélectionnée. On peut alors se demander si une TOC du même signal fenêtré serait une meilleure approximation du spectre de l'onde P.

En reprenant les signaux de la dernière simulation (onde sphérique et surface libre), l'onde P est sélectionnée et un « zero padding » est effectué à gauche et à droite de cette ondelette. Les spectres de Fourier et d'ondelette sont ensuite calculés puis utilisés dans la méthode des rapports de spectres. La figure III.31 donne l'estimation de Q_P^{-1} avec la TF et la TOC. On peut observer que les deux transformées présentent des résultats assez similaires dans la bande de fréquences dominantes. En faisant un zoom sur cette bande fréquentielle, l'accord entre les deux méthodes et le modèle est très satisfaisant. En utilisant une TOC, le signal est en fait fenêtré deux fois ; une première fois avec un zero padding puis avec l'ondelette de Morlet. La TOC peut être assimilée à une approximation lissée de la TF du signal. En représentant les rapports de spectres de chaque accéléromètre avec le premier (figure III.32), on se rend bien compte du lissage qu'opère la TOC sur le résultat final. Cette méthode de double fenêtrage peut s'avérer être une intéressante alternative à la méthode classique utilisant une TF lorsque l'onde P est très atténuée et confondue dans le plan temps-fréquence avec les autres arrivées. Enfin, il est important de préciser qu'une telle démarche ne peut pas s'appliquer à l'estimation de la vitesse de phase, le spectre de phase étant fortement perturbé par le fenêtrage rectangulaire.

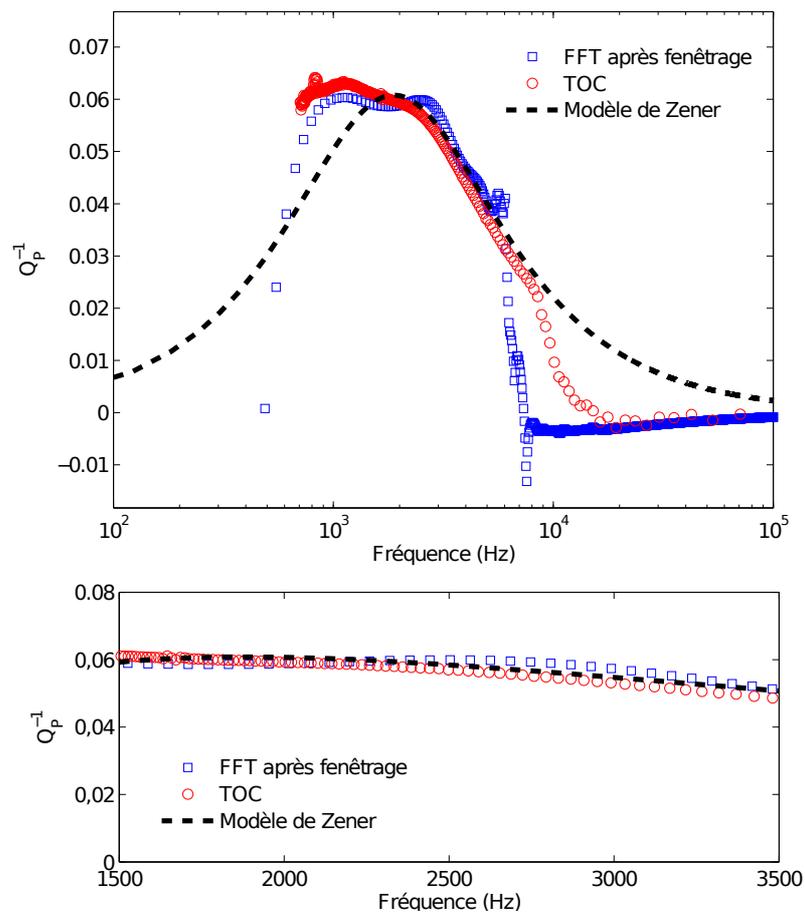


FIG. III.31 – En haut, Comparaison des valeurs de Q^{-1} calculées après un fenêtrage rectangulaire de la première arrivée et application d'une TF (carrés bleus) et d'une TOC (ronds rouges). En bas, sélection des fréquences dominantes (1500 – 3500 Hz) où l'erreur sur l'estimation de Q_P^{-1} est inférieure à 5%

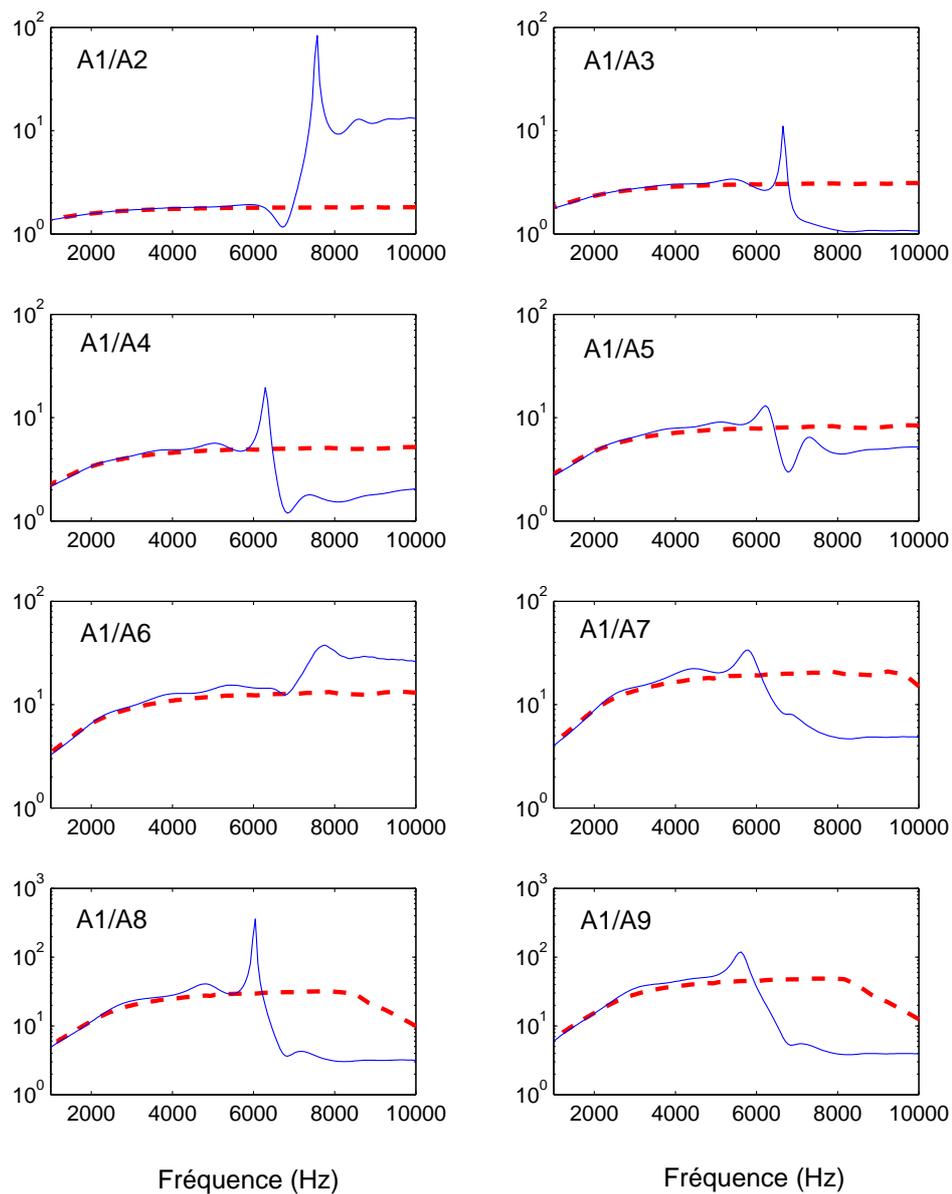


FIG. III.32 – Rapports de spectres de chaque accéléromètre avec le premier, obtenus avec une TF (ligne bleue) et une TOC (ligne rouge pointillée)

4 Conclusions

Au travers d'exemples numériques proches du dispositif expérimental décrit au chapitre II, deux méthodes pour estimer la courbe de dispersion et l'atténuation de l'onde P directe ont été testées et validées. Ces méthodes s'appuient sur une transformée en ondelettes continue permettant une décomposition du signal sismique dans le plan temps-fréquence. En utilisant comme fonction analysante une ondelette complexe de Morlet, il est possible d'extraire des informations sur la phase et l'amplitude de l'onde P directe dans un signal perturbé par de multiples arrivées. La méthode des spectres croisés utilisée pour la détermination de la vitesse de phase est une méthode s'appuyant sur une transformée de Fourier pour des signaux ne comportant qu'un seul évènement. La TOC s'est alors révélée utile pour estimer le déphasage identifié à l'onde P pour des traces contenant plusieurs arrivées, comme c'est le cas pour notre expérience ou pour la majorité des acquisitions de terrain. Pour la détermination du facteur de Qualité, la méthode des rapports de spectres est classiquement utilisée mais implique un facteur Q indépendant de la fréquence. Une reformulation de l'équation des rapports de spectres permet de considérer un facteur de Qualité fréquemment dépendant mais nécessite plusieurs enregistrements simultanés et une correction de l'effet de divergence géométrique. Il a noté que ces deux méthodes sont logiquement sensibles à la résolution temps-fréquence de la TOC. Ainsi, la détection du contenu spectral de l'onde P sera plus difficile à basses-fréquences car la résolution de la TOC peut se révéler insuffisante pour dissocier l'onde P du train d'ondes. Avant l'application de ces méthodes, une attention particulière doit alors être portée sur les critères d'identification de l'onde directe.

Chapitre IV

Rôle de la saturation et de la distribution des fluides sur la vitesse et l'atténuation des ondes P

Dans le chapitre précédent, nous avons montré sur des données synthétiques que la TOC pouvait être une méthode efficace pour l'extraction des vitesses de phase et de l'atténuation. Ce dernier chapitre a pour but de proposer une interprétation des données obtenues sur le dispositif décrit au chapitre II. Nous verrons que ces données ne peuvent être interprétées qu'à la lumière d'un modèle poro-visco-élastique complet auquel nous rajouterons la notion de « perméabilité effective au mélange de fluides ».

Une partie de ce travail d'interprétation a été soumis à la revue *Geophysical Journal International* sous le titre :

« **Laboratory monitoring of P waves in partially saturated sand** »

Julien Barrière, Clarisse Bordes, Daniel Brito, Pascale Sénéchal and Hervé Perroud

1 Commentaires sur la détection de l'onde P directe

La TOC est un outil efficace pour extraire la phase et l'amplitude spectrale de l'onde P directe mais le résultat final reste dépendant des limites expérimentales du dispositif. L'effet de surface libre s'est justement révélé être un obstacle important à l'exploitation des données. La figure IV.1 est un zoom sur la première arrivée du sismogramme (figure II.8) présenté au chapitre II. Sur les six premières traces, l'onde P directe est clairement identifiée, avec une vitesse apparente d'environ $157m.s^{-1}$. Sur les trois dernières, cette arrivée directe interfère avec d'autres événements, si bien qu'il semble difficile d'extraire de ces enregistrements des informations interprétables.

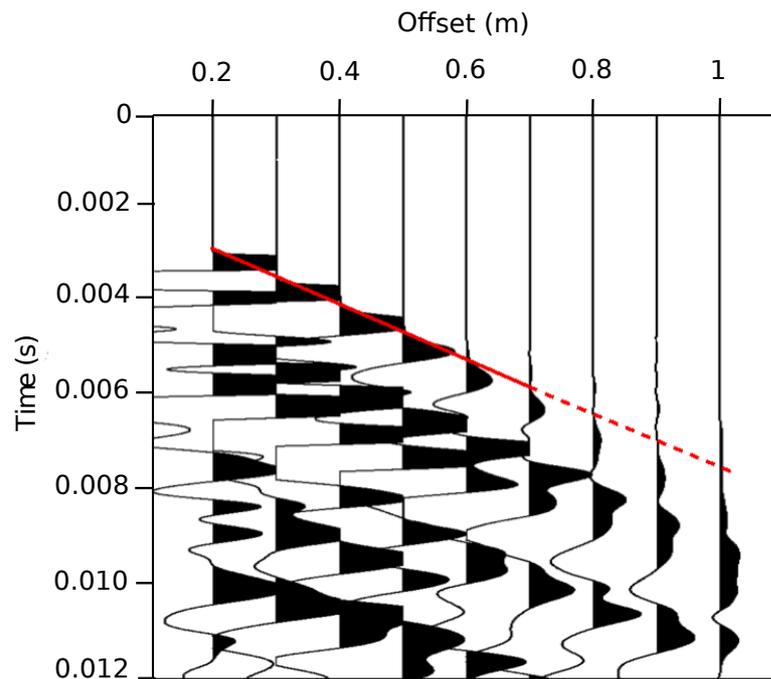


FIG. IV.1 – Zoom sur les premières arrivées du sismogramme présenté en figure II.8. Le pointé des premières arrivées est clair jusqu'à 70cm (6ème accéléromètre) et devient plus difficile pour les trois dernières traces où l'onde P est plus difficile à détecter. La vitesse de l'onde P obtenue par pointé est de $157m.s^{-1}$

Sur la figure IV.2 sont représentées les magnitudes de chaque trace obtenues par TOC dans le plan temps-fréquence. On peut observer que l'onde P n'est clairement individualisée que sur les deux premiers enregistrements. A partir de la troisième trace, un train d'onde, de plus forte amplitude que l'onde P et de plus basse-fréquence (environ $500Hz$), est majoritairement détecté au détriment de la première arrivée. Cette première remarque implique que l'estimation de la vitesse de phase ne sera optimale qu'entre les deux premiers accéléromètres. Pour obtenir un spectre de magnitude de l'onde P au-delà du second accéléromètre, le double fenêtrage évoqué à la fin du chapitre précédent est nécessaire. Ainsi, la première période d'onde enregistrée est sélectionnée avec une fenêtre rectangulaire et un zéro padding est effectué à gauche et à droite. Une TOC est ensuite appliquée aux signaux fenêtrés et permet d'obtenir des représentations temps-fréquence de la première arrivée, l'influence du train d'onde dominant étant éliminée (figure IV.3). En appliquant la méthode des maxima locaux, on récupère un spectre fréquentiel pour chaque trace (figure IV.4). Jusqu'au sixième accéléromètre, les magnitudes diminuent avec l'éloignement de la source et peuvent être apparentées à des arrivées directes, ce qui n'est plus le cas pour les trois dernières traces.

Ces observations amènent aux conclusions suivantes :

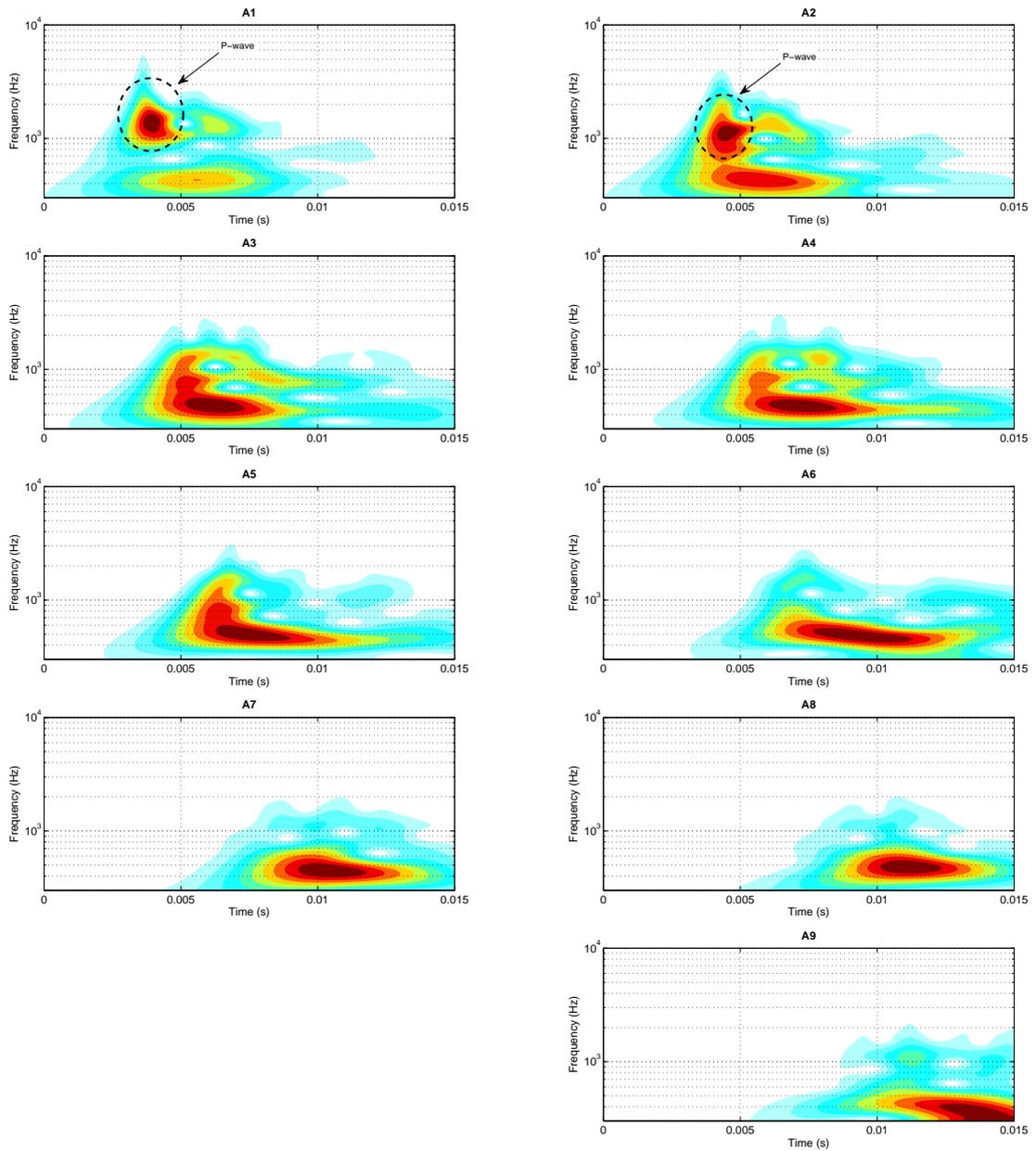


FIG. IV.2 – Représentation temps-fréquence des signaux enregistrés à chaque accéléromètre. Les magnitudes fortes sont en rouge et faibles en blanc. L'onde P, de fréquence centrale plus élevée que le train d'onde, est détectée sur les deux premières traces A1 et A2

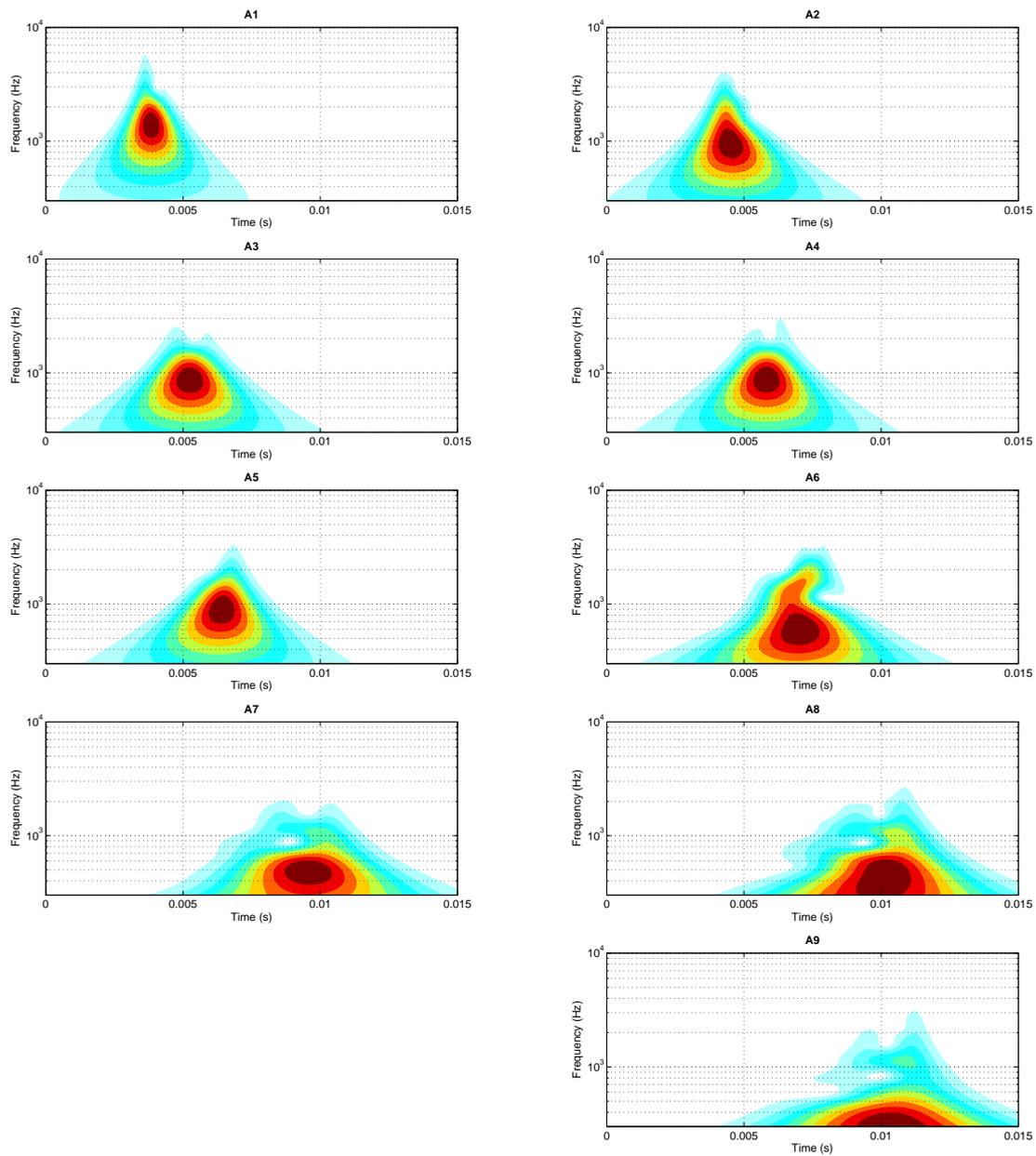


FIG. IV.3 – Représentation temps-fréquence des signaux enregistrés à chaque accéléromètre après application d'un zéro padding sur les premières arrivées. Les magnitudes fortes sont en rouge et faibles en blanc

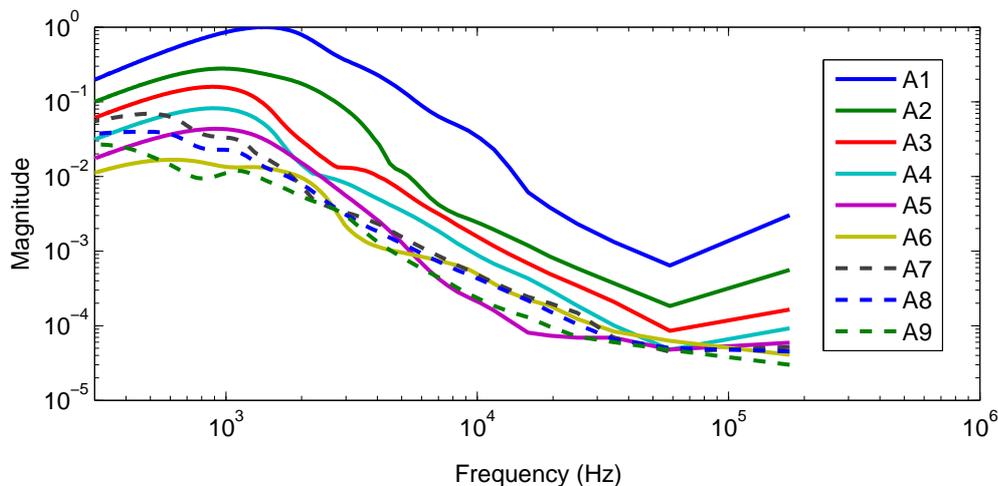


FIG. IV.4 – Spectres de la première arrivée pour chaque trace obtenus avec une TOC. Les trois dernières traces représentées en pointillés ne semblent pas interprétables en terme d'onde P

- A partir du troisième accéléromètre, il est nécessaire de fenêtrer la première arrivée. Ainsi la mesure du déphasage pour l'estimation de la vitesse de phase sera uniquement effectuée entre les deux premiers accéléromètres.
- Pour le calcul de l'atténuation, plusieurs enregistrements à différentes distances sont nécessaires. Par précaution, le calcul de Q_P^{-1} sera réalisé par ratio de spectres du premier au sixième accéléromètre.
- L'hypothèse du travail présenté ici est que la saturation est homogène sur la ligne d'accéléromètres, donc entre le premier et le sixième. Comme vu au chapitre II, cette hypothèse n'est pas valide pour le premier cycle au cours duquel la distribution des fluides est très hétérogène. Pour les deux autres cycles, l'écart de saturation entre le premier et le sixième accéléromètre ne dépasse pas $\pm 1.75\%$, ce qui est inférieur à l'incertitude de mesure des sondes capacitives ($< \pm 5\%$ entre 30% et 90% de saturation). Ainsi, le monitoring sismique est effectué sur les deux cycles imbibition/drainage 2 et 3.

2 Approche dynamique

On a vu dans le chapitre I que les mécanismes de relaxation de Biot et de la friction intergranulaire sont à l'origine d'un phénomène de dispersion et d'atténuation des ondes P. Les méthodes d'extraction des vitesses de phase et de l'atténuation proposées dans le chapitre précédent permettent de restituer cette dépendance fréquentielle dans toute la gamme de saturation. Un spectre de déphasage obtenu lors du troisième drainage pour $S_w \simeq 0.7$ est représenté en figure IV.5. La portion linéaire comprise entre environ 1 et

$2kHz$, correspondant aux fréquences proches de la fréquence centrale de l'onde P enregistrée aux deux premiers accéléromètres, est retenue pour l'interprétation finale.

En ce qui concerne le facteur de Qualité, il convient de vérifier que le choix des accéléromètres $A1$ et $A6$ est bien opportun. En appliquant l'équation III.28, pour chaque fréquence, le rapport spectral, corrigé de l'effet de divergence géométrique, doit correspondre à une relation linéaire en fonction de la distance d_x séparant le premier accéléromètre des accéléromètres plus éloignés. La figure IV.6 est un exemple de rapports spectraux obtenus pour une fréquence $f = 1.6kHz$ et deux saturations différentes lors du troisième drainage ($S_w = 0.74$ et 0.37). Une relation linéaire est bien retrouvée sur les six premiers accéléromètres ($d_x \leq 0.5$) mais n'est plus valable pour les trois derniers ($d_x > 0.5$).

Ces deux observations nous amènent à conclure que l'étude dynamique des vitesses de phases $V_P(f)$ et du facteur de Qualité $Q_P(f)$ par TOC est possible mais qu'il est nécessaire de sélectionner une bande de fréquence dominante. On obtient alors sur une gamme fréquentielle d'environ $1000Hz$ (de $1kHz$ à $2kHz$) la variation de la vitesse et de l'atténuation des ondes P en fonction de la fréquence et de la saturation (figures IV.7 et IV.8). La limite basses-fréquences est une limite arbitraire correspondant pour l'ensemble des cas à une détection satisfaisante de l'onde P dans le plan temps-fréquence. La limite haute-fréquence correspond à une amplitude spectrale minimum $A6_{min}$ mesurée au sixième accéléromètre, respectant $A6_{min} > A6_{max}/2$ avec $A6_{max}$ l'amplitude spectrale maximum.

2.1 Vitesse de phase

Pour les deux modes de saturation du deuxième et troisième cycle, les vitesses d'onde P calculées sont très faibles et inférieures à la vitesse du son dans l'air (figure IV.7). Le terme d'onde P « subsonique » peut être utilisé, en référence à l'article de Michaels (2002) qui commente, à partir d'acquisitions de surface, une possible détection d'ondes P « subsonique » dans des milieux non consolidés sous très faible pression de confinement (Bachrach et al., 1998; Baker et al., 1999). Les diagrammes fréquence-saturation des vitesses d'onde P montrent un effet de dispersion mesurable et correspondant à un écart d'environ 13% ($20m.s^{-1}$) entre 1 et $2kHz$. La dépendance à la saturation est également bien visible avec une diminution de vitesses (environ $10m.s^{-1}$) lors d'une augmentation du contenu en eau.

2.2 Inverse du facteur de Qualité

Les valeurs d'atténuation mesurées correspondent à des facteurs de qualité Q_P variant entre 4 et 10, valeurs très faibles qui sont en accord avec la gamme généralement mesurée dans les milieux non consolidés. Contrairement aux variations de la vitesse, l'inverse du facteur de Qualité Q_P^{-1} a un comportement beaucoup plus complexe vis-à-vis de la satu-

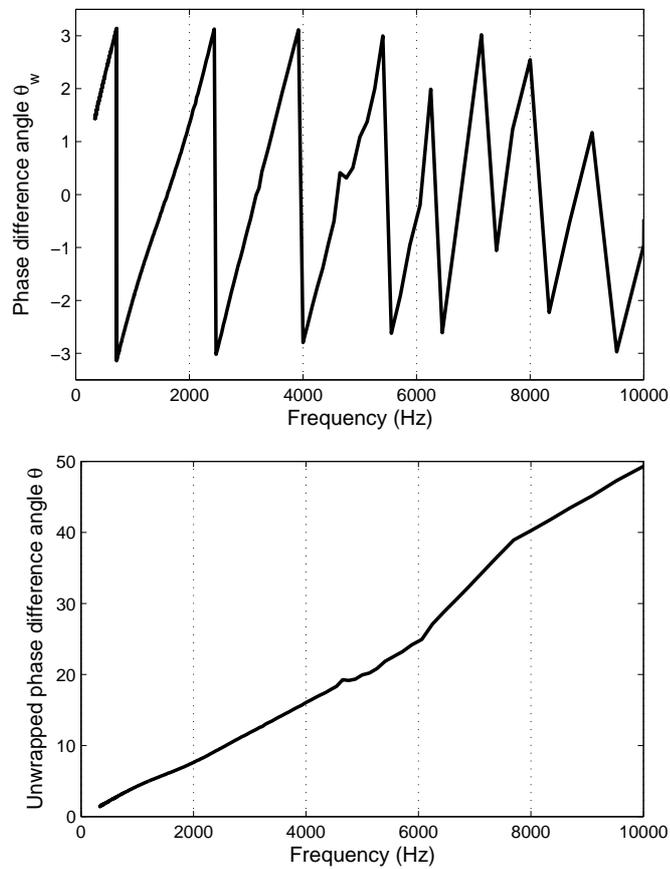


FIG. IV.5 – Exemple de spectre de déphasage obtenu pour un tir lors du 3ème drainage. En haut, le spectre de déphasage, et en bas le spectre de déphasage déroulé utilisé pour le calcul de la vitesse de phase

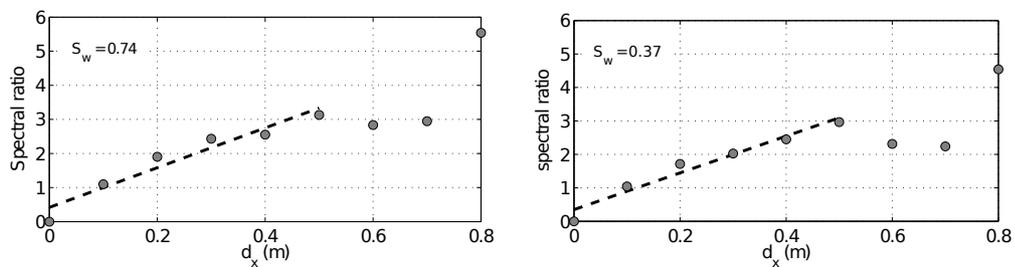


FIG. IV.6 – Exemple de rapports spectraux, corrigés de la divergence géométrique, obtenus lors du troisième drainage pour $f = 1600\text{Hz}$, $S_w = 0.74$ (à gauche) et $S_w = 0.37$ (à droite). Dans les deux cas, le coefficient de détermination R^2 est supérieur à 0.94

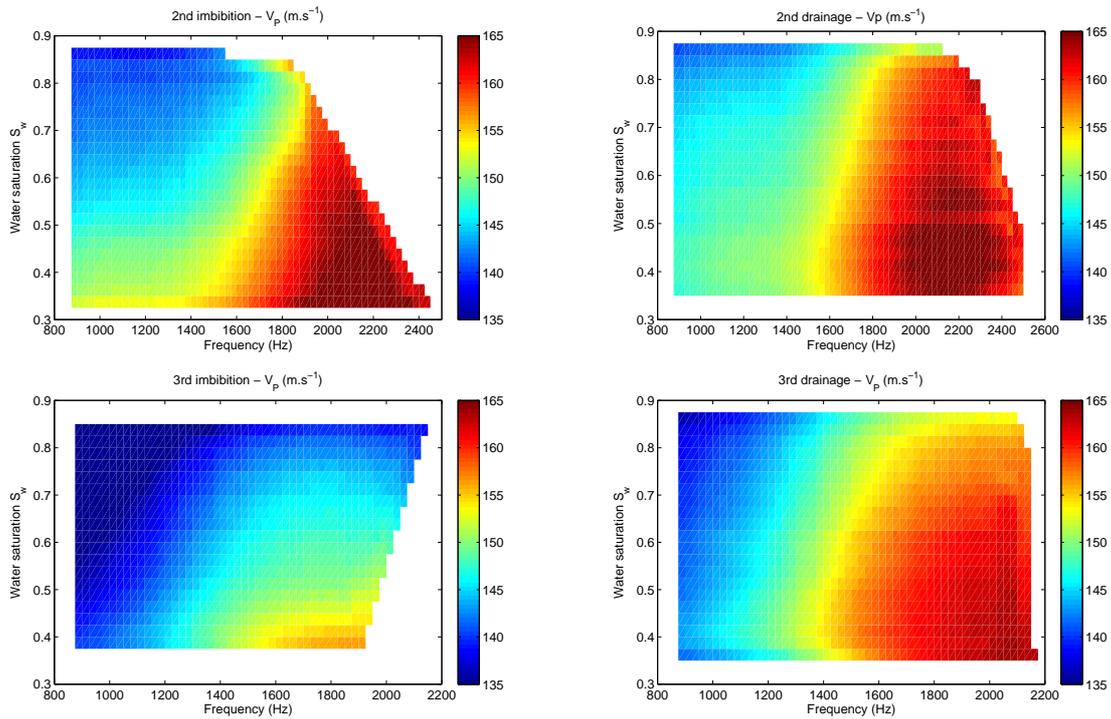


FIG. IV.7 – Diagramme Fréquence- S_w - V_P pour le deuxième et le troisième cycle

ration et de la fréquence. Excepté pour la troisième imbibition, le maximum d'atténuation est obtenu à basses-fréquences, autour du kHz . L'effet de saturation est difficilement interprétable car le comportement de Q_P^{-1} est très différent entre chaque expérience. Deux hypothèses peuvent être avancées afin d'expliquer ces résultats :

- Pour chaque saturation et chaque fréquence, tous les rapport spectraux ont été utilisés pour composer ces diagrammes. Il convient alors de restreindre les résultats des rapports spectraux à ceux donnant une relation linéaire satisfaisante. Ceci implique de définir une valeur limite du coefficient de détermination (R^2) des régressions linéaires utilisées dans la méthode des rapports de spectres.
- Pour que la mesure d'atténuation soit efficace, il convient de mesurer plusieurs longueurs d'ondes le long du dispositif. Les très fortes valeurs de Q_P^{-1} mesurées autour du kHz pourrait être due à un effet de champ proche. Ainsi, l'atténuation mesurée ne reflèterait pas uniquement l'atténuation intrinsèque du milieu mais également une partie d'atténuation, dite extrinsèque, due à la configuration du dispositif.

2.3 Restriction de la gamme fréquentielle

Jusqu'à maintenant, nous avons considéré une décroissance géométrique de l'onde inversement proportionnelle à la distance parcourue. Cependant, proche de la source existe un effet de champ proche caractérisé par une divergence sphérique plus accentuée ainsi qu'une atténuation plus marquée des hautes fréquences (Aki & Richards, 2002). De récentes re-

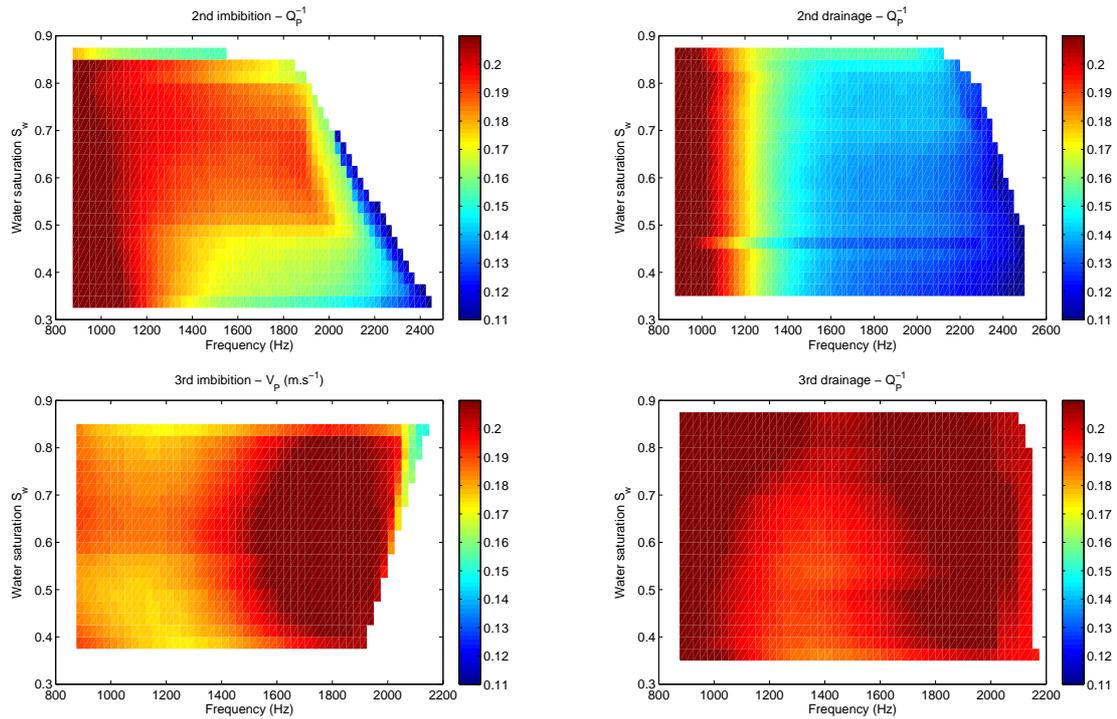


FIG. IV.8 – Diagramme Fréquence- S_w - Q_P^{-1} pour le deuxième et le troisième cycle

cherches ont montré que des mesures du facteur de Qualité dans ce domaine pouvaient être largement faussées (Haase & Stewart, 2010; Mangriotis et al., 2011). Le paramètre qui conditionne la limite entre champ proche et champ lointain est la longueur d'onde : il est généralement admis que les récepteurs situés à une distance de la source inférieure à la longueur d'onde sont en champ proche. La difficulté est de définir où commence le champ lointain. Pour une onde sphériquement divergente, une mesure en champ lointain doit satisfaire la condition $\lambda_P/2\pi r \ll 1$ avec λ_P la longueur d'onde et r la distance par rapport à la source (Haase & Stewart, 2010). Nous choisissons alors pour notre expérience $\lambda_P \leq 0.1m$. Cela implique qu'au minimum deux longueurs d'ondes séparent la source du premier accéléromètre et au moins une longueur d'onde entre deux accéléromètres. Ce critère définit une nouvelle limite basses-fréquences située à environ $1.5kHz$ pour l'ensemble de la gamme de saturation. En dessous de cette limite, la propagation d'onde est considérée en champ proche ou dans une zone de transition entre champ proche et champ lointain, et ne permet pas une interprétation fiable du facteur de Qualité et de la vitesse de phase.

La limite haute-fréquence est toujours contrôlée par un seuil d'amplitude spectrale minimale mesuré au sixième accéléromètre ($A6_{min} > A6_{max}/5$) mais prend en compte également la qualité de la régression linéaire permettant d'estimer l'atténuation. Les valeurs sélectionnées correspondent à des coefficients de détermination $R^2 > 0.9$.

Les diagrammes fréquence-saturation incluant ces limites basses et hautes fréquences sont représentés en figures IV.9 et IV.10. Deux comportements distincts entre imbibition et drainage sont mis en avant. Pour les deux imbibitions, un maximum d'atténuation est atteint à fortes saturations (entre 60 et 80 %) alors qu'en phase de drainage l'augmentation de Q_P^{-1} est plus progressive et moins marquée. Cependant, entre le deuxième et le troisième drainage, les écarts d'atténuation sur toute la gamme de saturation sont larges.

Ces limitations fréquentielles nous amènent à définir une bande fréquentielle restreinte ([1.6 - 1.8] kHz) dans laquelle les signaux peuvent être raisonnablement considérés comme peu bruités à haute fréquence et correspondent à une propagation en champ lointain. De plus, cette bande de fréquence correspond à des données de qualité quelque soit le mode de saturation et quelque soit le cycle. Pour chaque valeur de saturation, les valeurs de V_P et Q_P^{-1} sont moyennées sur cette bande fréquentielle (figures IV.11 et IV.12). On pourra remarquer que toutes les acquisitions (25 série de 10 mesures pour chaque mode de saturation) n'ont pu être utilisées, notamment pour les phases d'imbibition où environ une dizaine de série de mesures étaient inexploitable.

Les vitesses de phase obtenues et présentées en figure IV.11 montrent la baisse très significative des vitesses avec l'augmentation de la saturation. Les incertitudes considérées ici correspondent, en saturation aux incertitudes estimées lors de la calibration des sondes capacitives, et en vitesse à l'incertitude sur la localisation des capteurs ($\pm 5mm$). Sur la figure IV.12, les variations de Q_P^{-1} avec la saturation montrent des évolutions très différentes entre imbibition et drainage. Dans le cas de l'imbibition, un maximum est obtenu entre 60% et 70% de saturation. En phase de drainage, l'atténuation augmente de manière progressive sans réellement marquer de maximum. Les incertitudes correspondent aux incertitudes estimées sur les vitesses, incluses dans le calcul de Q_P^{-1} . La partie suivante vise à expliquer au travers du modèle poro-visco-élastique décrit au chapitre I l'évolution de ces deux attributs sismiques avec la saturation.

3 Rôle de la distribution de fluides sur les attributs sismiques

3.1 Vitesses des ondes P

Les variations de la vitesse des ondes P avec la saturation apportent une information importante sur la distribution des fluides. En reportant les vitesses acquises en imbibition et drainage dans la bande fréquentielle [1.6 - 1.8] kHz , on peut observer que les vitesses lors d'une expérience de drainage sont plus élevées que lors d'une imbibition (figure IV.14). Compte tenu des erreurs d'environ $\pm 2.5m.s^{-1}$, l'écart entre les deux modes de saturation est significatif pour des saturations supérieures à 0.5. La figure IV.14 montre les sauts de vitesses observés entre les différentes expériences. Le premier hystérésis, d'environ

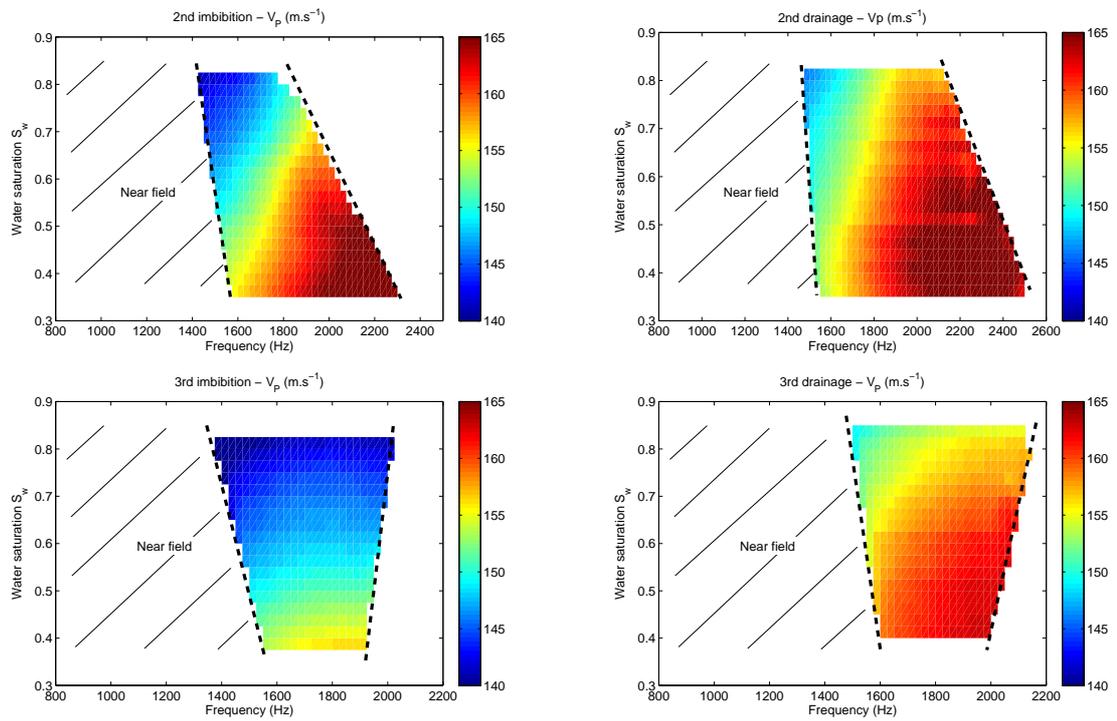


FIG. IV.9 – Diagramme Fréquence- S_w - V_P pour le deuxième et le troisième cycle en tenant compte des limites basses et hautes fréquences

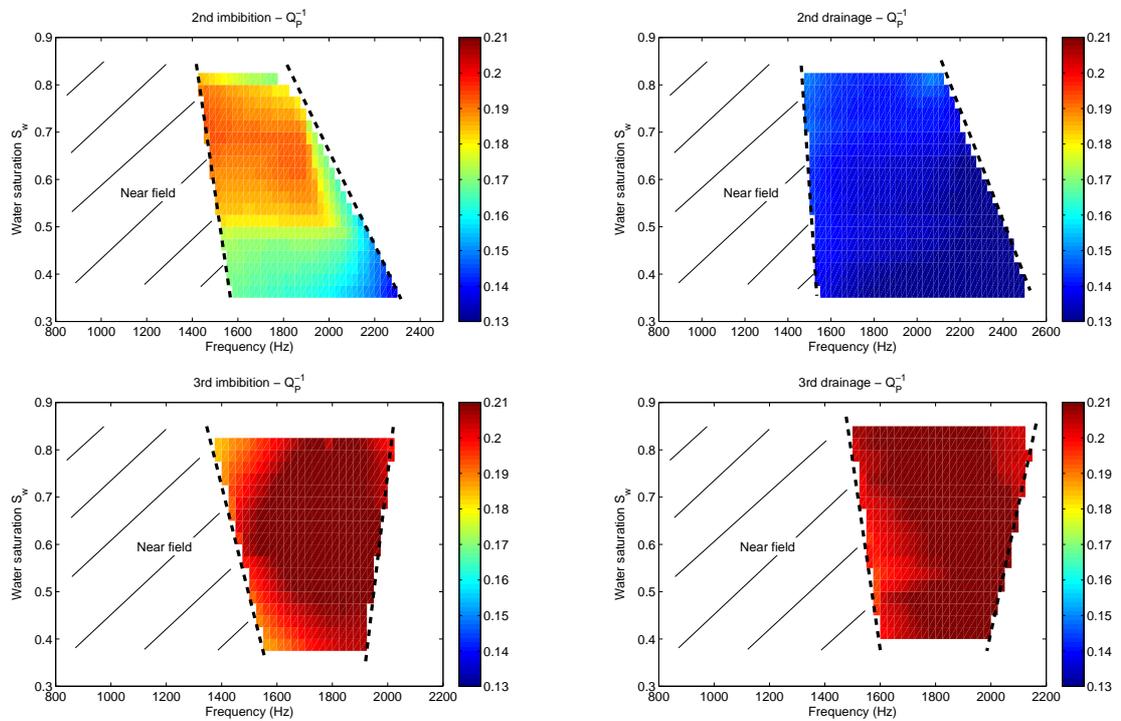


FIG. IV.10 – Diagramme Fréquence- S_w - Q_P^{-1} pour le deuxième et le troisième cycle en tenant compte des limites basses et hautes fréquences

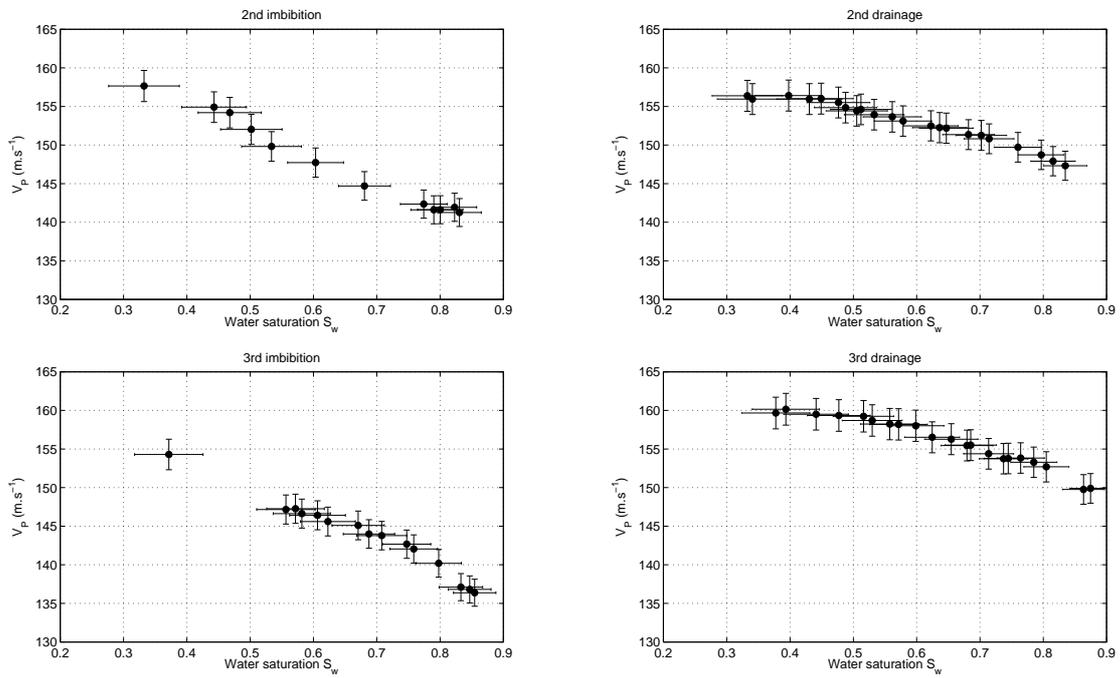


FIG. IV.11 – Relation S_w - V_P dans la bande fréquentielle [1600 - 1800] Hz

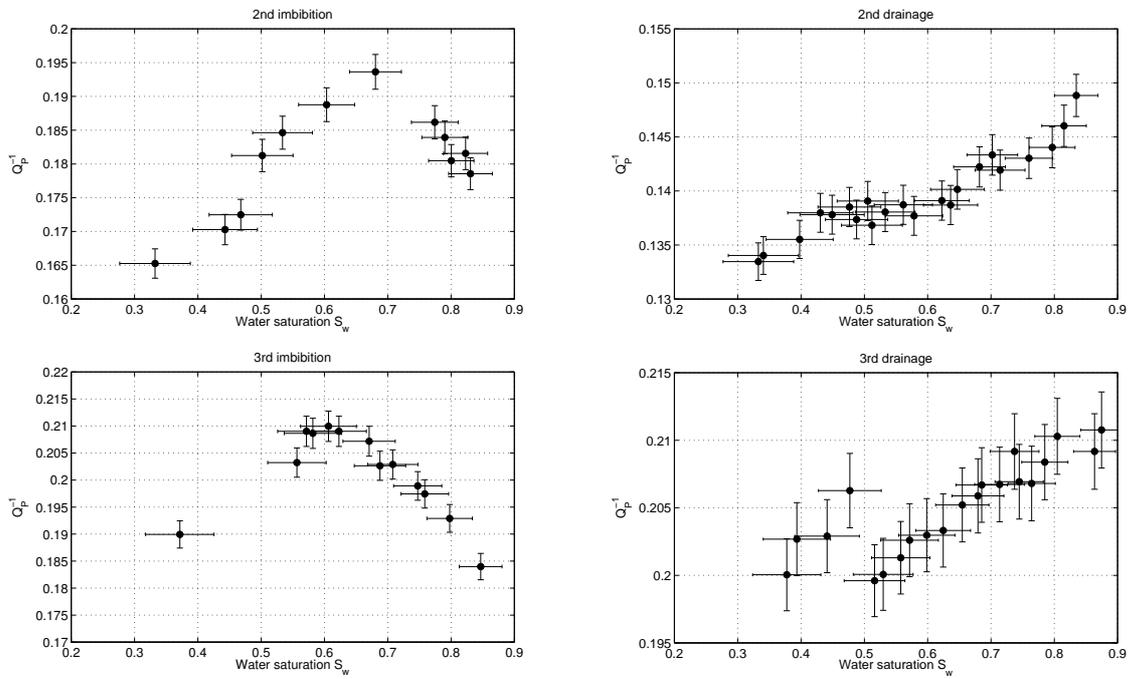


FIG. IV.12 – Relation S_w - Q_P^{-1} dans la bande fréquentielle [1600 - 1800] Hz

$+7.5m.s^{-1}$, intervient entre la deuxième imbibition et le deuxième drainage, et le second (environ $+15m.s^{-1}$), entre la troisième imbibition et le troisième drainage. Pour ces saturations élevées ($S_w \simeq 0.85$), seule l'action des fluides sur la cohésion de la matrice semble expliquer ces écarts. Lors de chaque drainage, on a observé, que les premières minutes n'étaient pas accompagnées d'une baisse immédiate de la saturation. La partie supérieure du profil de sable est tout d'abord désaturée ce qui entraîne une réorganisation des fluides plus en profondeur, notamment au niveau des accéléromètres. Pour une saturation quasiment équivalente à celle de la fin d'imbibition, la distribution des fluides est différente en début de drainage et peut expliquer les hystérésis observés sur la figure IV.14. Ainsi, suivant le mode de saturation, les ponts capillaires entre l'eau et les grains solides ne se créent pas pour les mêmes distances intergranulaires. En phase d'imbibition, les ponts capillaires ne peuvent se développer qu'entre des grains proches ou en contact. En phase de drainage, ceux-ci peuvent se créer entre des grains plus éloignés du fait des phénomènes de tension superficielle induits par une réorganisation de la phase gazeuse (Scholtes, 2008). Ceci conduit donc à une meilleure cohésion du milieu lors d'un drainage et donc à des vitesses sensiblement plus élevées. A faibles saturations ($S_w < 0.5$), ces ponts capillaires ne pouvant être maintenus, la différence entre imbibition et drainage est moins significative.

Cependant, une baisse continue des vitesses avec la saturation dans les deux cas (imbibition et drainage) indique que l'augmentation de la masse volumique du fluide interstitiel est un effet prédominant sur la plage de saturation observée. Cette relation vitesse-saturation, prédite par Gassmann (1951), est typique des acquisitions basses-fréquences de subsurface (Garambois et al., 2002). La figure IV.15 reporte les mesures expérimentales acquises sur ces deux cycles ainsi que les deux limites BGW et BGH de la théorie de Biot. Cette baisse de la vitesse avec la saturation peut être expliquée par le biais de la limite basse fréquence de la théorie de Biot (limite BGW), qui indique un mélange des fluides à suffisamment fine échelle par rapport à la plus petite longueur d'onde pour pouvoir considérer un fluide effectif.

3.2 Atténuation des ondes P

La variation de l'atténuation avec la saturation est plus complexe que la relation vitesse-saturation car le comportement de Q_P^{-1} diffère encore d'avantage entre les phases d'imbibition et de drainage. Pour les milieux non consolidés, la théorie de Biot est un modèle très utilisé mais ne peut expliquer l'atténuation totale mesurée dans notre expérience. En effet, en utilisant les paramètres du tableau II.3 présenté au chapitre II, cette théorie ne peut prédire une valeur de Q_P^{-1} supérieure à 0.05. Les modèles de patchy saturation sont inadéquats dans notre cas car l'analyse des vitesses nous montre que la définition d'un fluide effectif est validée par la limite BGW. Cette différence peut être partiellement compensée en introduisant le modèle viscoélastique à Q-constant dans le modèle de Biot comme décrit au chapitre

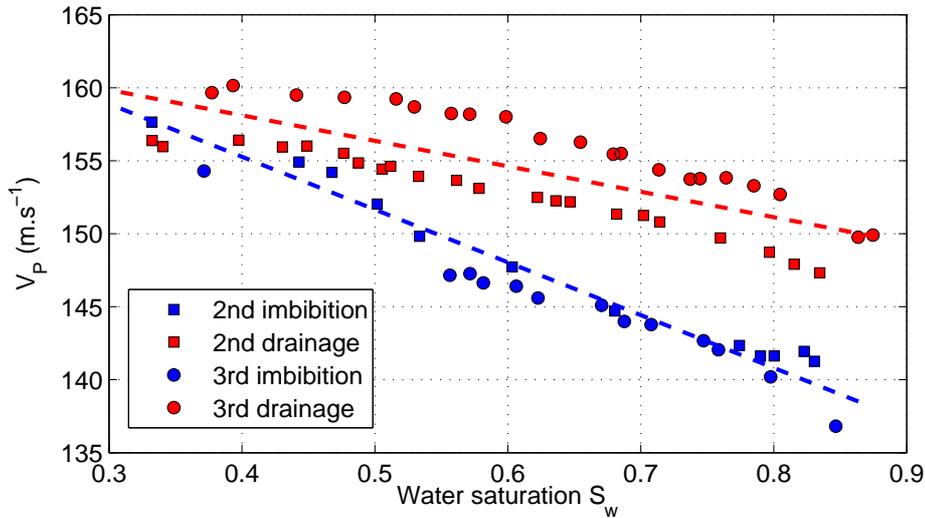


FIG. IV.13 – Vitesses de phase des ondes P en fonction de la saturation pour le deuxième et le troisième cycle. Les deux lignes pointillées montrent une tendance différente entre imbibition et drainage

I. Deux nouveaux paramètres sont à définir : Le facteur de qualité Q_{KD} et la fréquence centrale de ce modèle ω_0 . Le choix de cette fréquence est important dans une analyse de la dispersion mais n'a pas d'influence sur la valeur de Q_P^{-1} . Cependant, afin de respecter l'analyse de vitesses précédemment décrite, le choix de cette fréquence centrale ne doit pas introduire une trop forte dispersion, par exemple en désignant $f_0 = \omega_0/2\pi = 2kHz$, qui représente la fréquence maximale mesurée dans nos données.

L'effet de l'ajout d'une composante viscoélastique au modèle d'atténuation est résumé sur la figure IV.17. Pour cet exemple, Q_{KD} dans le modèle à Q-constant est égal à 12. Le décalage de la courbe de Biot vers des atténuations très élevées peut expliquer l'ordre de grandeur des valeurs de Q_P^{-1} dans notre expérience (entre 0.1 et 0.2). A faible saturation (< 0.4), Q_P^{-1} est majoritairement contrôlé par le film de fluide intergranulaire autorisant le glissement des grains entre eux et générant ainsi une atténuation dite viscoélastique (représentée par la valeur de Q_{KD} dans le modèle à Q-constant). Il semble cependant difficile de fixer une valeur intrinsèque de Q_{KD} qui resterait cohérente quelle que soit le mode de saturation ou le cycle. La figure IV.16 montre les sauts d'atténuation entre chaque phase de drainage et d'imbibition. Contrairement à l'analyse des vitesses, ces écarts d'atténuations semblent plus difficiles à expliquer. Ainsi, on observe une baisse d'environ 20% de Q_P^{-1} entre la fin de la deuxième imbibition et le début du second drainage. Cette diminution de l'atténuation pourrait être liée à une meilleure adhésion des grains entre eux due à la création de ponts capillaires en début du drainage, comme expliqué pour l'augmentation des vitesses. Par contre, une forte augmentation de Q_P^{-1} est mesurée entre la fin du second drainage et le début de la troisième imbibition (environ 30%). A priori, la configuration

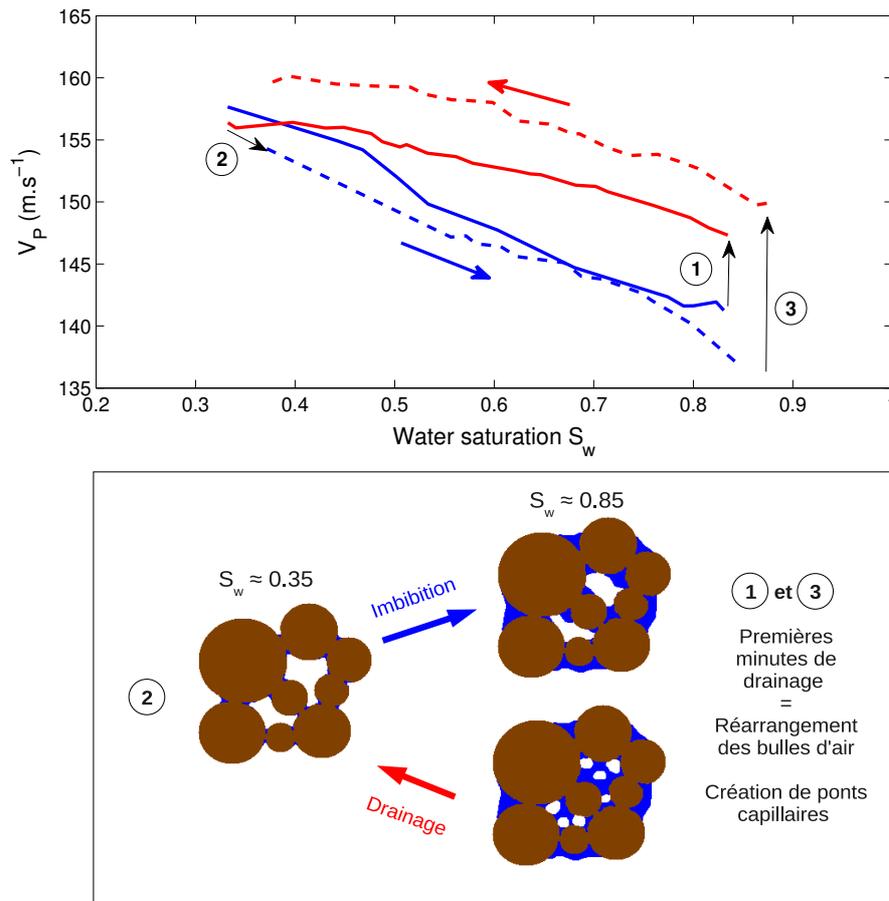


FIG. IV.14 – En haut, évolution de V_P en fonction de la saturation pour les phases d'imbibition (en bleu) et de drainage (en rouge). Le second cycle est représenté en trait plein et le troisième en trait pointillé. Les transitions entre chaque phase sont numérotées de 1 à 3, respectant l'ordre chronologique de l'expérience. En bas, une possible explication des hystérésis 1 et 3 observés : à fortes saturations, les premières minutes de drainage peuvent réorganiser la distribution des deux fluides et ainsi permettre la création de ponts capillaires supplémentaires entre les grains solides et l'eau

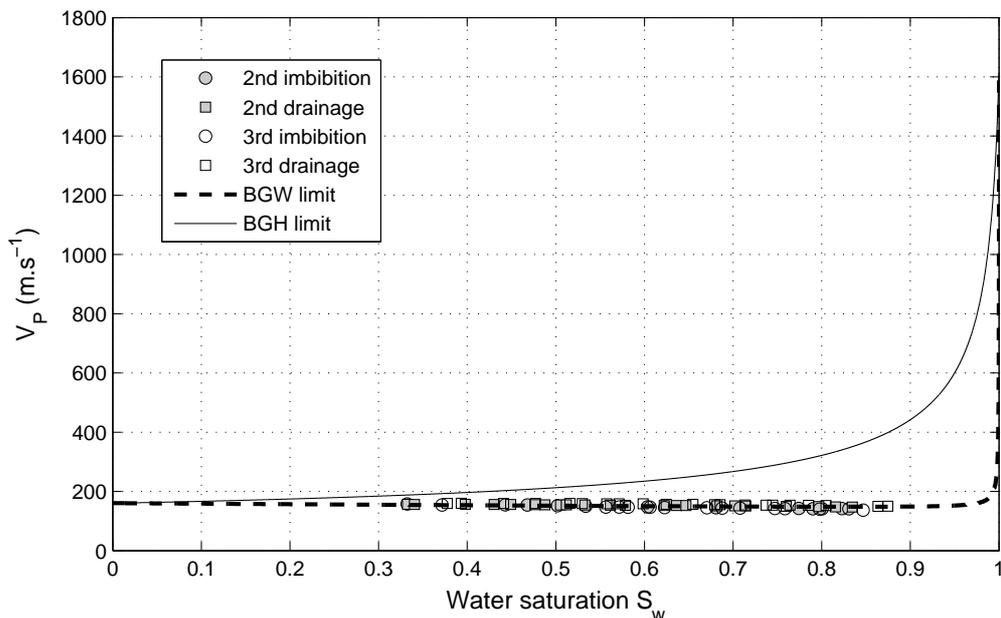


FIG. IV.15 – Vitesses de phase des ondes P pour le deuxième et le troisième cycle, et les limites de saturation uniforme (BGW) et de non-écoulement des fluides (BGH)

du film d'eau dans l'espace intergranulaire est identique entre ces deux expériences pour $S_w \simeq 0.35$, et ne permet donc pas d'expliquer une telle différence. Cependant, les différentes expériences n'ayant pu être réalisées en continu pour des raisons matérielles, il est possible que le temps de repos entre imbibition et drainage joue un rôle important dans ces phénomènes d'hystérésis. Ainsi, sur la figure IV.16, pour les hystérésis 1 et 2, plus de 16 heures séparent chacune expérience. Pour l'hystérésis 3, le temps de repos n'est que d'une heure entre imbibition et drainage et présente un comportement inverse à l'hystérésis 1. Une possible réorganisation du film de fluide intergranulaire serait due par exemple à des phénomènes de percolation gravitaire. Néanmoins, rien ne nous permet d'avancer une hypothèse plutôt qu'une autre. Nous considérons donc par la suite que l'ensemble de ces mécanismes intergranulaires, contrôlant l'atténuation viscoélastique, peuvent être compensés pour chaque phase d'imbibition et de drainage en fixant différentes valeurs de Q_{K_D} dans le modèle à Q-constant.

Néanmoins, même si l'on définit une valeur de Q_{K_D} différente pour chaque cas, les différences observées dans la variation de Q_P^{-1} entre drainage et imbibition restent encore inexpliquées à ce stade. En effet, le modèle poro-visco-élastique présenté en figure IV.17 (en trait plein) n'est pas en mesure de justifier les pics d'atténuation aux environs de 60% de saturation pour les deux imbibitions. Nous proposons donc d'introduire dans ce modèle une propriété effective supplémentaire permettant de faire intervenir l'évolution des propriétés de transport en phase de drainage et d'imbibition.

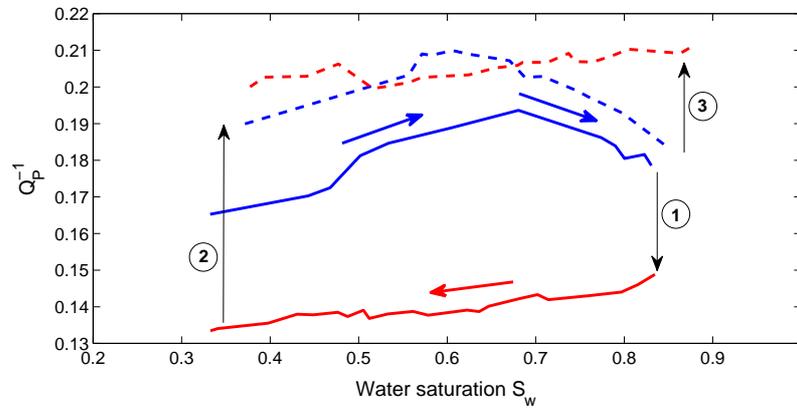


FIG. IV.16 – Evolution de Q_P^{-1} en fonction de la saturation pour les phases d'imbibition (en bleu) et de drainage (en rouge). Le second cycle est représenté en trait plein et le troisième en trait pointillé. Les transitions entre chaque phase sont numérotées de 1 à 3, respectant l'ordre chronologique de l'expérience. L'explication de ces différents hystérésis est moins directe que pour les vitesses car la configuration du film de fluide intergranulaire, responsable de l'atténuation viscoélastique, est vraisemblablement dépendante du temps de repos entre chaque expérience

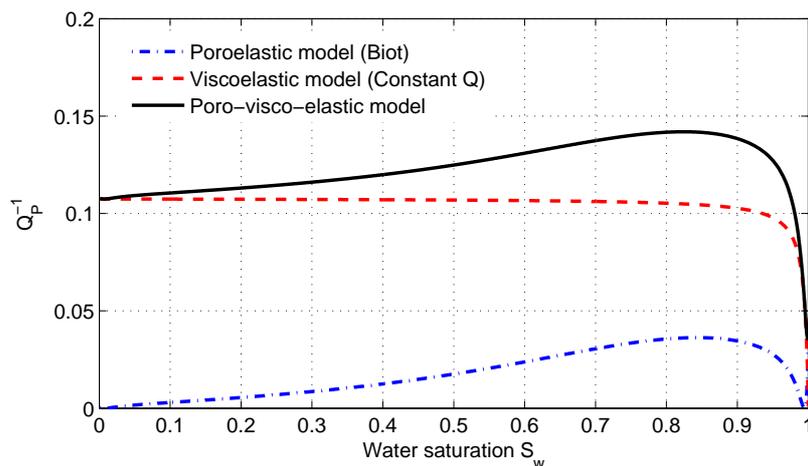


FIG. IV.17 – Modèle de Biot, modèle à Q constant et modèle poro-visco-élastique (Biot + Q constant) pour le sable utilisé dans notre expérience dont les propriétés sont définies dans le tableau II.3

3.3 Influence des perméabilités relatives à l'eau et à l'air sur l'atténuation

La présence de deux fluides non miscibles dans l'espace poral a un impact sur la perméabilité du milieu. Dans un milieu saturé par un seul fluide, la perméabilité ne dépend pas du fluide. Quand l'espace poral est saturé par plusieurs fluides, la capacité d'écoulement de chaque fluide est réduite. La distribution des fluides est contrôlée par les propriétés capillaires du milieu, le fluide mouillant étant généralement contenu dans les pores les plus petits. De ce fait, il y a ségrégation de l'écoulement des fluides qui ne s'écoulent pas simultanément dans les mêmes réseaux. Dans le cadre du modèle de fluide effectif et de la loi de Darcy, « une perméabilité effective au mélange de fluide » peut être définie en fonction de la perméabilité monophasique k_0 et des perméabilités relatives à l'eau et au gaz kr_w et kr_g :

$$k_e = k_0(kr_w + kr_g) \quad \text{où} \quad kr_w + kr_g \leq 1 \quad (\text{IV.1})$$

La somme des perméabilités relatives des deux fluides est inférieure à 1 car le débit total du fluide effectif est réduit par rapport à l'écoulement d'un seul fluide. De nombreux modèles existent pour décrire la relation entre perméabilité relative et saturation. Ici, nous utilisons celui proposé par [Van Genuchten \(1978\)](#) pour définir la perméabilité relative à l'eau. La perméabilité relative au gaz est déterminée de la même manière ([Pham et al., 2002](#)) :

$$\begin{aligned} kr_w &= \sqrt{S_{we}} \left[1 - (1 - S_{we}^{1/m_w})^{m_w} \right]^2 \\ kr_g &= \sqrt{S_{ge}} \left[1 - (1 - S_{ge}^{1/m_g})^{m_g} \right]^2 \end{aligned} \quad (\text{IV.2})$$

avec les saturations effectives en eau et en gaz S_{we} et S_{ge} :

$$\begin{aligned} S_{we} &= \frac{S_w - S_{wi}}{1 - S_{wi}} \\ S_{ge} &= \frac{(1 - S_w) - S_{gi}}{1 - S_{gi}} \end{aligned} \quad (\text{IV.3})$$

où S_{wi} et S_{gi} représentent les taux de saturation résiduelle en eau et en gaz obtenus respectivement au cours d'une expérience de drainage et d'imbibition. En dessous de S_{wi} , l'eau ne peut pas s'écouler car la phase liquide est discontinue et reste attachée aux grains (phénomène d'adsorption). Au dessus de $(1 - S_{gi})$, la phase gazeuse est également discontinue, sous forme de bulles piégées dans l'espace poral. Les paramètres libres m_w et m_g contrôlent la forme des courbes de perméabilité relative pour l'eau et le gaz respectivement (figure [IV.18](#)).

La perméabilité relative à l'eau ou à l'air dépend de la taille des pores, de la nature du

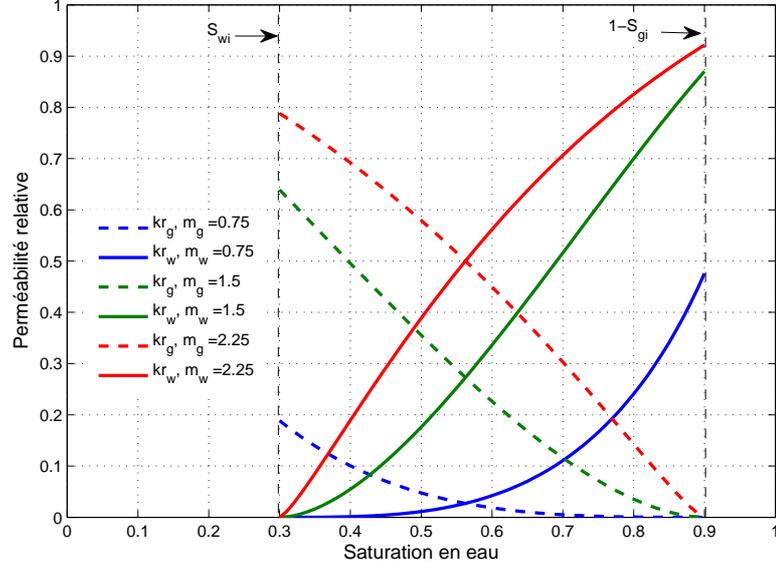


FIG. IV.18 – Courbes de perméabilités relatives à l'eau et à l'air pour différentes valeurs de m_w et m_g . La saturation limite S_{wi} est généralement plus grande que S_{gi} et vaut ici 0.3 tandis que $S_{gi} = 0.1$

fluide et du mode de saturation, imbibition ou drainage (Jerauld & Salter, 1990). En hydrogéologie, il est bien connu que les courbes de perméabilités relatives présentent un fort hystérésis entre imbibition et drainage dû à un agencement complexe des fluides dans l'espace poral, qui peut être modifié pour chaque cycle (Maqsoud et al., 2004). Ce phénomène d'hystérésis peut se produire sur une infinité de cycles mais est limité par deux courbes, souvent appelées « imbibition principale » et « drainage principal ». Il est généralement admis que ces courbes limites peuvent être obtenues dès le deuxième cycle d'imbibition/drainage (Jensen & Falta, 2005).

Nouvelle formulation de l'opérateur viscodynamique F

Modifier ces paramètres relatifs au fluide implique également une réécriture de l'opérateur F de la théorie de Biot (cf. chapitre I) prenant en compte la perméabilité effective k_e définie ci-dessus :

$$F = \sqrt{1 + \frac{4i\gamma_0^2 k_e}{\chi \Lambda^2 \phi}} \quad \text{avec} \quad \chi = \frac{\eta_f \phi}{\omega k_e \rho_f} \quad (\text{IV.4})$$

où η_f et ρ_f correspondent à la viscosité et la densité du fluide effectif. La définition du paramètre géométrique Λ établie par la relation I.25 est inchangée et dépend toujours de la perméabilité monophasique k_0 .

Courbes de perméabilité relative

	Q_{KD}^{-1}	m_w	m_g
2ème imbibition	0.122	0.95	2.25
2ème drainage	0.09	1.175	1.025
3ème imbibition	0.139	0.75	2.075
3ème drainage	0.145	1.10	0.925

TAB. IV.1 – Tableau de paramètres inversés pour l’obtention du modèle poro-visco-élastique final pour chaque imbibition et drainage

Les deux paramètres libres m_w et m_g restent à définir pour expliquer l’hystérésis entre imbibition et drainage. Q_{KD} , m_w et m_g sont estimés par inversion des courbes d’atténuation/saturation en cherchant le meilleur modèle, au sens des moindres carrés, pour expliquer les données expérimentales (figure IV.19). Les valeurs obtenues pour chaque cycle sont données dans le tableau IV.1. Cette inversion des courbes d’atténuation des ondes P permet donc d’établir les courbes de perméabilités relatives à l’eau et à l’air, présentées en figure IV.20, qui sont en accord avec des expériences d’écoulement multiphasique sur des milieux non consolidés (tableau IV.2). Il est intéressant de constater un comportement similaire entre les deux cycles, montrant ainsi une cohérence dans les courbes de perméabilités relatives obtenues. Ces phénomènes d’hystérésis sont assez mal compris car ils mettent en jeu des interactions très complexes entre chaque phase fluide (Jerault & Salter, 1990). Lorsque le fluide invasif est l’air (drainage), on observe une perméabilité effective à l’eau plus importante que pendant une imbibition. Pour le cas du fluide non mouillant (air), cet écart est beaucoup plus important entre les deux modes de saturations (tableau IV.1). La distribution de la phase gazeuse entre ces deux expériences de saturation semble être un paramètre clef pour comprendre l’hystérésis entre drainage et imbibition. Pendant un drainage, une distribution hétérogène de l’air à l’échelle du pore pourrait expliquer une perméabilité effective à l’air plus faible. La phase gazeuse serait discontinue et ne favoriserait pas son écoulement. Au contraire, en imbibition, une distribution plus homogène de l’air dans l’espace poral peut expliquer une perméabilité effective au fluide non mouillant plus importante. Ces possibles explications de l’hystérésis observé rejoignent le concept de patchy saturation mais à une échelle microscopique. Ainsi, par rapport à la longueur d’onde centimétrique, cette distribution des fluides différente entre imbibition et drainage pourrait être contrôlée par un paramètre macroscopique effectif : la perméabilité effective au mélange de fluides.

4 Conclusions

Le sable agissant comme un filtre passe-bas, le contenu fréquentiel des signaux sismiques que nous avons enregistrés était restreint à des fréquences généralement inférieures à $2kHz$. A cette limite hautes fréquences s’est ajoutée la nécessité de définir une limite basses fréquences fixant une longueur d’onde maximale ($< 0.1m$). Ainsi, une étude du caractère dispersif des ondes P s’est révélée impossible car la gamme fréquentielle exploitable était trop

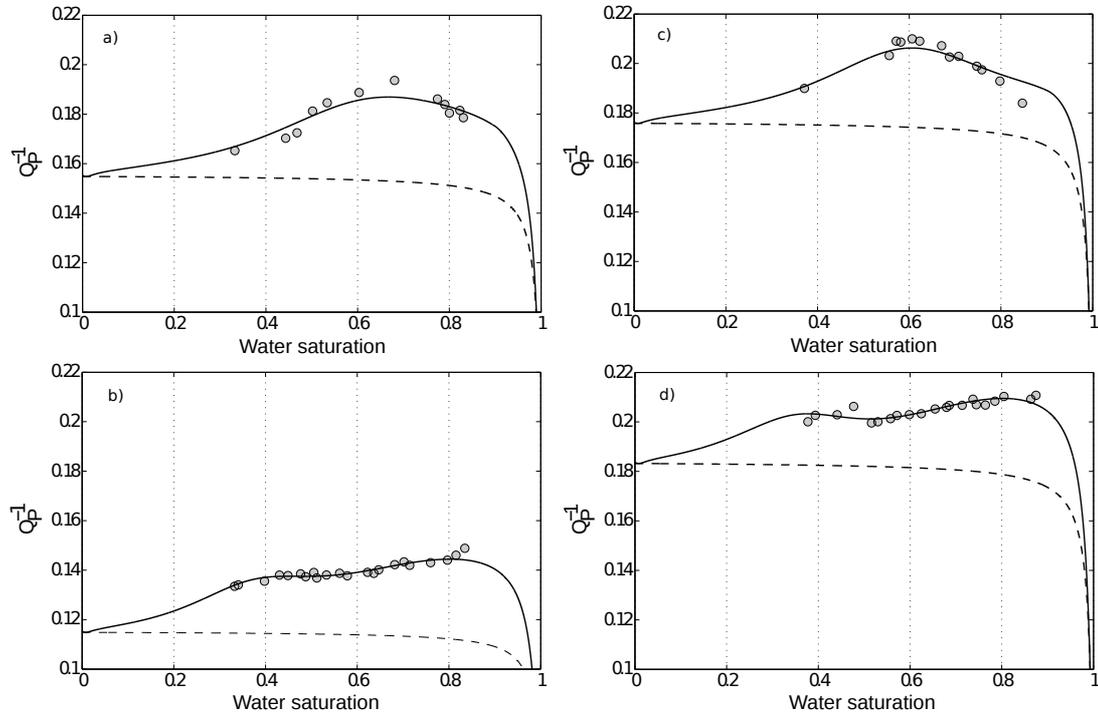


FIG. IV.19 – Valeurs moyennes de Q_P^{-1} pour $f = [1600 - 1800] \text{ Hz}$, le modèle à Q-constant (ligne pointillée) et le modèle final poro-visco-élastique avec prise en compte de la perméabilité effective (ligne pleine) pour a) seconde imbibition, b) second drainage, c) troisième imbibition, d) troisième drainage

Type de milieu	Phase non mouillante	Phase mouillante	Références
Sable	$kr_{im} > kr_{dr}$	$kr_{im} < kr_{dr}$	Inversion Q_P^{-1}
Billes de verre	$kr_{im} > kr_{dr}$	$kr_{im} < kr_{dr}$	Naar et al. (1962)
Sable	$kr_{im} > kr_{dr}$	$kr_{im} \leq kr_{dr}$	Batycky & McCaffrey (1978)
Billes de verre	$kr_{im} > kr_{dr}$	$kr_{im} \leq kr_{dr}$	Hopkins & Ng (1986)
Sable		$kr_{im} < kr_{dr}$	Poulovassilis (1970)
Billes de verre		$kr_{im} \leq kr_{dr}$	Topp & Miller (1966)
Billes de verre		$kr_{im} \simeq kr_{dr}$	Talsma (1970)

TAB. IV.2 – Hystérésis de perméabilité relative pour un fluide non mouillant et mouillant dans notre expérience (Inversion Q_P^{-1}) et d'autres études d'écoulement multiphasique en milieux non consolidés extraites de [Jerauld & Salter \(1990\)](#); im désigne une expérience d'imbibition et dr un drainage

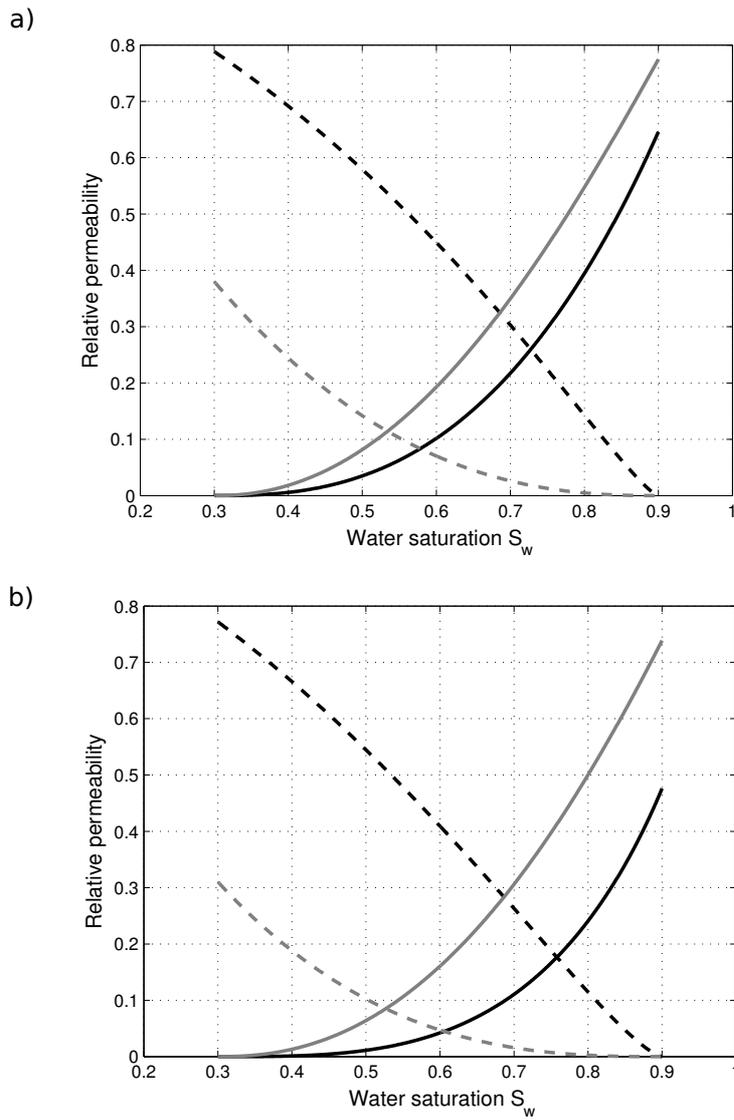


FIG. IV.20 – Courbes de perméabilités relatives pour la phase mouillante (ligne pleine) et la phase non mouillante (ligne pointillée) au cours d’une imbibition (lignes noires) et d’un drainage (lignes grises) obtenues par inversion de Q_P^{-1} , pour a) le deuxième cycle et b) le troisième cycle

étroite, comprise entre 1.6 et 1.8 kHz . Néanmoins, dans cette bande fréquentielle, l'impact de la saturation en eau au cours d'une imbibition ou d'un drainage sur les attributs sismiques a pu être mis en valeurs et expliqué au travers d'une approche poro-visco-élastique :

- Les vitesses de phase en fonction de la saturation sont expliquées par la limite BGW, qui permet l'utilisation d'un modèle de fluide effectif. La distribution des fluides vis-à-vis de la plus petite longueur d'onde est homogène, en imbibition et en drainage.
- L'atténuation des ondes P est beaucoup plus dépendante de cette distribution de fluides. Bien que l'augmentation de Q_P^{-1} avec la saturation soit du même ordre de grandeur en imbibition et en drainage, la tendance des courbes d'atténuation est différente. En introduisant le concept de perméabilité relative, nous avons pu expliquer cette différence et proposer une inversion des courbes d'atténuation en termes de perméabilités relatives à l'eau et à l'air.

Un lien prometteur entre propriétés hydrogéologiques et attributs sismiques dans des milieux non consolidés a été soulevé dans cette étude expérimentale, notamment par l'étude de l'atténuation. Ces hystérésis de perméabilités relatives étant difficilement modélisés par des modèles hydrologiques et difficilement mesurés en condition in-situ, l'apport de la sismique comme mesure indirecte de ces propriétés paraît prometteur. D'autres études expérimentales sont évidemment nécessaires pour améliorer la compréhension des phénomènes physiques engagés.

Conclusions et perspectives

Conclusions

La configuration de notre expérience a permis la réalisation d'un monitoring de l'onde P directe dans la gamme du kiloHertz lors de plusieurs cycles d'imbibition/drainage d'un sable non consolidé. Comme pour tout enregistrement sismique de terrain, le train d'ondes était parasité par d'autres arrivées engendrées par des effets de bord. Une représentation temps-fréquence du signal nous a permis de différencier chaque événement et d'obtenir la composition spectrale de la première arrivée. Nous avons utilisé comme outil de traitement du signal la transformée continue en ondelettes. L'utilisation de l'ondelette complexe de Morlet à phase linéaire nous a permis d'estimer la vitesse de phase ainsi que l'inverse du facteur de Qualité (atténuation) de l'onde P en fonction de la fréquence. Après cette phase de traitement du signal, le problème d'une gamme fréquentielle valide pour l'exploitation des données s'est posé. Une bande de fréquence située entre 1.6 et 1.8kHz satisfait d'une part, la mesure de l'onde P en champ lointain (la divergence géométrique de l'onde peut être correctement compensée) et d'autre part, un rapport signal sur bruit suffisant.

Le modèle poroélastique de Biot sert de base théorique à l'interprétation des vitesses de phase des ondes P. Au départ formulé pour un milieu poreux saturé par un seul fluide, la théorie de Biot peut être adaptée au cas des milieux partiellement saturés. Cette complexification implique une dépendance fréquentielle de la vitesse des ondes P en fonction du niveau de saturation. En effet, la réponse sismique du milieu ne sera pas identique selon que la différence de pression dans les deux fluides, engendrée par le passage de l'onde, ait le temps de s'équilibrer ou non. La distribution de ces pressions interstitielles est gouvernée par une équation de diffusion dépendant de la fréquence de l'onde et des propriétés du milieu.

A suffisamment basses fréquences, la relaxation des pressions de fluides est totale. La vitesse des ondes P peut alors être décrite par la limite de Biot-Gassmann-Wood (BGW), qui implique une distribution des deux fluides suffisamment homogène vis-à-vis de la longueur d'onde pour considérer un fluide effectif, dont les propriétés (module d'incompressibilité, densité et viscosité) sont calculées en fonction de la saturation du milieu. Ce cas de figure

est souvent représentatif des mesures de terrain. Les vitesses d'onde P acquises dans notre expérience sont en accord avec cette limite, en imbibition et en drainage. Au contraire, les courbes d'atténuations des ondes P en fonction de la saturation sont nettement différentes selon le mode de saturation. L'ajout d'une composante viscoélastique au modèle poroélastique de Biot permet de décrire les pertes frictionnelles au contact grain-à-grain mais n'explique pas l'hystérésis entre imbibition et drainage. L'atténuation semble sensible à une distribution des fluides différentes à l'échelle du pore entre ces deux modes de saturation. Nous avons alors interprété cette différence d'atténuation des ondes P en introduisant la notion de perméabilité effective au mélange de fluides, dépendante des perméabilités relatives à l'eau et à l'air.

Perspectives

Cette étude expérimentale a confirmé le lien étroit entre le contenu en fluides et les attributs sismiques vitesse/atténuation de l'onde P. Pour ancrer ce type de démarche expérimentale dans une perspective d'application de terrain, il est intéressant de noter les avantages et inconvénients d'une telle étude, et quelles améliorations pourraient être apportées. Un tel dispositif, concentré sur l'enregistrement de l'onde P directe, présente un lien immédiat avec la méthode de log sonique. Ces mesures soniques sont fréquentes en exploration pétrolière ou dans le cadre de projet de stockage de CO_2 pour lesquels l'effet de la saturation partielle sur les attributs sismiques demande à être mieux compris. Néanmoins, dans ce type d'études, les matériaux sont généralement consolidés et la pression effective élevée. Dans la gamme fréquentielle d'exploration ($< 10kHz$), il est difficile de concilier ces deux caractéristiques en laboratoire, l'utilisation de basses-fréquences nécessitant un volume de roche trop grand. Pourtant, ces deux conditions doivent être réunies pour permettre une possible comparaison entre laboratoire et mesures de terrains, notamment pour l'étude des mécanismes d'atténuation. D'autres méthodes de laboratoire (transmission ultrasonique, mesure déphasage contrainte-déformation), semblent plus à même de simuler des conditions in-situ de fortes pressions, mais ne peuvent assurer une analogie directe avec la sismique de terrain. Une solution intermédiaire, qui impliquerait tout de même de fortes contraintes matérielles, serait d'envisager des blocs de roches consolidés de plus grand volume ($1m^3$) et des mesures plus basses-fréquences ne dépassant pas quelques dizaines de kHz pour conserver un ratio longueur d'onde/hétérogénéités de matrice ou de fluide analogue au terrain.

Concernant les mesures de subsurface, orientées vers des problèmes environnementaux ou d'ingénierie, l'utilisation de milieux non consolidés en laboratoire est pertinent. Le cas de milieux partiellement saturés est fréquent. Tout d'abord, l'étude des ondes directes, *via* la méthode de PSV (Profil sismique vertical) offre l'opportunité de caractériser aussi

bien la zone vadose que la zone saturée. Notre dispositif peut être assimilé à un profil à offset nul (ZOP - Zero Offset Profil). Ce type d'acquisition peut concerner des séquences sédimentaires de plusieurs centaines de mètres mais également des objectifs beaucoup plus superficiels de quelques dizaines de mètres. Ainsi, [Paasche et al. \(2009\)](#) ont utilisé la méthode géotechnique de type « direct-push », pour l'acquisition de PSV inversés dans le but de cartographier les anomalies de vitesses dans les premiers mètres de sols. D'un point de vue expérimental, il serait intéressant de simuler des mesures puits à puits pour réaliser des tomographies de vitesse et d'atténuation, ce qui auraient un écho direct aux problèmes environnementaux liés à l'infiltration et à la migration de polluants, aussi bien qu'à la surveillance après stockage de possibles fuites et remontées de CO_2 . Des mesures en condition (totalement) saturé, typique des aquifères captifs ou superficiels, auraient également un fort intérêt. En se basant sur la théorie poroélastique de Biot, [Baron & Holliger \(2010, 2011\)](#) ont récemment proposé d'inverser les courbes de dispersion d'ondes P obtenues par logs soniques afin d'estimer la perméabilité de nappes aquifères. Leur étude intègre également le calcul de l'atténuation, paramètre plus difficile à interpréter et qui nécessite une meilleure compréhension des mécanismes de relaxation mis en jeu. Ces multiples objectifs amènent à définir des projets expérimentaux plus complexes, se basant notamment sur des volumes d'échantillons plus grands, des sources sismiques plus flexibles (orientation de l'axe de la source), un contrôle plus poussé de la distribution des fluides et la prise en compte des effets de pression effective. Enfin, des études conjointes entre expérimentations analogiques et numériques sont nécessaires pour optimiser l'utilisation des mesures de terrain ([Morency et al., 2011](#)).

Bibliographie

- Addison, P. S., 2002. *The Illustrated Wavelet Transform Handbook*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 353 p. [58](#), [60](#), [61](#), [63](#), [81](#)
- Aki, K. & Richards, P. G., 2002. *Quantitative Seismology, 2nd Ed. K. Aki and P.G Richards, editors.*, University Science Books, 700 p. [98](#)
- Auriault, J.-L., Borne, L., & Chambon, R., 1985. Dynamics of porous saturated media, checking of the generalized law of darcy, *Acoustical Society of America Journal*, **77**, 1641–1650. [4](#)
- Bachrach, R., Dvorkin, J., & Nur, A., 1998. High-resolution shallow-seismic experiments in sand, part ii : Velocities in shallow unconsolidated sand, *Geophysics*, **63**, 1234. [96](#)
- Baker, G. S., Schmeissner, C., Steeples, D. W., & Plumb, R. G., 1999. Seismic reflections from depths of less than two meters, *Geophysical Research Letters*, **26**, 279–282. [96](#)
- Baron, L. & Holliger, K., 2010. *Analysis of the Velocity Dispersion and Attenuation Behavior of Multifrequency Sonic Logs, In Section 2 : Methodology from : Advances in Near-surface Seismology and Ground-penetrating Radar, Richard D. Miller, John H. Bradford, Klaus Holliger, editors*, Society of Exploration Geophysicists. [117](#)
- Baron, L. & Holliger, K., 2011. Constraints on the Permeability Structure of Alluvial Aquifers From the Poro-Elastic Inversion of Multifrequency P-Wave Sonic Velocity Logs, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, **49**, 1937–1948. [1](#), [117](#)
- Batycky, J. P. & McCaffrey, F. G., 1978. Low interfacial tension displacement studies, *29th Annual Meeting of Petroleum Society of CIM, Calgary*. [111](#)
- Batzle, M. L., Han, D.-H., & Hofmann, R., 2006. Fluid mobility and frequency-dependent seismic velocity : Direct measurements, *Geophysics*, **71**, 1. [21](#), [38](#), [40](#), [41](#)
- Bear, J., 1972. *Dynamics of Fluids in Porous Media*, Dover Publications, Inc., New York, 764 p. [10](#)
- Berryman, J. G., 1980. Confirmation of Biot’s theory, *Applied Physics Letters*, **37**, 382. [15](#)

- Berryman, J. G., 1981. Elastic wave propagation in fluid-saturated porous media, *Acoustical Society of America Journal*, **69**, 416–424. [7](#), [8](#)
- Berryman, J. G. & Blair, S. C., 1986. Use of digital image analysis to estimate fluid permeability of porous materials : Application of two-point correlation functions, *Journal of Applied Physics*, **60**, 1930–1938. [11](#)
- Biot, M. A., 1941. General theory of three-dimensional consolidation, *Journal of Applied Physics*, **12**, 155–164.
- Biot, M. A., 1955. Theory of elasticity and consolidation for a porous anisotropic solid, *Journal of Applied Physics*, **26**, 182–185.
- Biot, M. A., 1956a. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. i. low-frequency range, *Acoustical Society of America Journal*, **28**, 168. [5](#), [15](#)
- Biot, M. A., 1956b. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. ii. higher frequency range, *Acoustical Society of America Journal*, **28**, 179. [5](#), [15](#), [16](#)
- Biot, M. A., 1956c. Theory of deformation of a porous viscoelastic anisotropic solid, *Journal of Applied Physics*, **27**, 459–467. [5](#)
- Biot, M. A., 1962a. Mechanics of deformation and acoustic propagation in porous media, *Journal of Applied Physics*, **33**, 1482–1498. [5](#), [7](#), [11](#), [15](#), [16](#), [30](#)
- Biot, M. A., 1962b. Generalized theory of acoustic propagation in porous dissipative media, *Acoustical Society of America Journal*, **34**, 1254. [5](#)
- Biot, M. A. & Willis, D. G., 1957. The influence of the theory of consolidation, *Journal of Applied Mechanics*, **24**, 594–601.
- Bland, D. R., 1960. *The theory of linear viscoelasticity*, Pergamon Press, 125 p. [29](#)
- Borcherdt, R. D., 2009. *Viscoelastic waves in layered media*, Cambridge Press, 305 p. [27](#), [28](#)
- Bourbié, T., Coussy, O., & Zinszner, B., 1986. *Acoustique des milieux poreux*, Éditions Technip. [9](#), [10](#), [20](#), [21](#), [27](#), [33](#), [37](#), [38](#)
- Breitzke, M., 2006. *Physical properties in marine sediments*. In H.D. Schulz and M. Zabel, editors, *Marine Geochemistry*, Second edition, Springer, 28-71. [8](#)
- Brown, R. J. S., 1980. Connection between formation factor for electrical resistivity and fluid-solid coupling factor in Biot's equations for acoustic waves in fluid-filled porous media, *Geophysics*, **45**, 1269. [7](#)

- Buchanan, J. L., 2005. *An assessment of the Biot-Stoll model of a poroelastic seabed*, Naval Research Laboratory public report, 81 p. [8](#), [16](#), [17](#), [31](#)
- Buchanan, J. L., 2006. A comparison of broadband models for sand sediments, *Acoustical Society of America Journal*, **120**, 3584. [21](#)
- Burridge, R. & Keller, J. B., 1981. Poroelasticity equations derived from microstructure, *Acoustical Society of America Journal*, **70**, 1140–1146. [4](#)
- Cadoret, T., Marion, D., & Zinszner, B., 1995. Influence of frequency and fluid distribution on elastic wave velocities in partially saturated limestones, *J. Geophys. Res.*, **100**(B6), 9789–9803. [39](#), [40](#)
- Cadoret, T., Mavko, G., & Zinszner, B., 1998. Fluid distribution effect on sonic attenuation in partially saturated limestones, *Geophysics*, **63**, 154. [41](#)
- Calvert, R., 2005. Insights and methods for 4d reservoir monitoring and characterization, *SEG/EAGE, Distinguished Lecture Course*, 232 p.. [1](#)
- Carcione, J. M., 1993. Seismic modeling in viscoelastic media, *Geophysics*, **58**, 110. [67](#), [68](#)
- Carcione, J. M., 2001. *Wave fields in real media : Wave propagation in anelastic, anisotropic and porous media*, Pergamon, Elsevier Science Ltd. [17](#)
- Carcione, J. M., Kosloff, D., & Kosloff, R., 1988. Wave propagation simulation in a linear viscoelastic medium, *Geophysical Journal International*, **95**, 597–611. [67](#)
- Carman, P. C., 1961. *L'écoulement des gaz à travers les milieux poreux*, Bibliothèque des Sciences et Techniques nucléaires, Presses Universitaires de France, 198 p.
- Daley, T. M., Myer, L. R., Peterson, J. E., Majer, E. L., & Hoversten, G. M., 2008. Time-lapse crosswell seismic and VSP monitoring of injected CO₂ in a brine aquifer, *Environmental Geology*, **54**, 1657–1665. [1](#)
- Dano, C., 2001. *Comportement mécanique des sols injectés*, Thèse de Doctorat de l'Université de Nantes et de l'Ecole Centrale de Nantes. [21](#)
- Daubechies, I., 1992. Ten lectures on wavelets, *CBMS NSF Regional Conference Series in Applied Mathematics (Philadelphia : SIAM)*. [61](#)
- De La Cruz, V. & Spanos, T., 1985. Seismic wave propagation in a porous medium, *Geophysics*, **50**, 1556. [4](#)
- Dias, R. P., Fernandes, C. S., Teixeira, J. A., Mota, M., & Yelshin, A., 2007. Permeability and effective thermal conductivity of bisized porous media, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **50**, 1295–1301. [10](#)

- Dias, R. P., Fernandes, C. S., Teixeira, J. A., Mota, M., & Yelshin, A., 2008. Permeability analysis in bisized porous media : Wall effect between particles of different size, *Journal of Hydrology*, **349**, 470–474. [10](#)
- Digby, P. J., 1981. The effective elastic moduli of porous granular rocks, *Journal of Applied Mechanics*, **48**, 803. [12](#)
- Domenico, S. N., 1977. Elastic properties of unconsolidated porous sand reservoirs, *Geophysics*, **42**, 1339. [38](#)
- Dormieux, L. & Bourgeois, E., 2002. *Introduction à la micromécanique des milieux poreux*, Ed. Presse de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées. [5](#)
- Duffaut, K., Landro, M., & Sollie, R., 2010. Using mindlin theory to model friction-dependent shear modulus in granular media, *Geophysics*, **75**, 143–152. [14](#), [30](#)
- Dullien, F. A. L., 1975. Single phase flow through porous media and pore structure, *Chemical Engineering Journal*, **10**, 10–34. [10](#)
- Dutta, N. C. & Ode, H., 1979. Attenuation and dispersion of compressional waves in fluid-filled porous rocks with partial gas saturation (White model). part 1 : Biot theory, *Geophysics*, **44**, 1777. [24](#)
- Fares, A., Safeeq, M., & Jenkins, D. M., 2009. Adjusting temperature and salinity effects on single capacitance sensors, *Pedosphere*, **19**. [132](#), [134](#), [136](#)
- Futterman, W. I., 1962. Dispersive body waves, *Journal of Geophysical Research*, **67**, 5279–5291. [80](#)
- Gabor, D., 1946. Theory of communication, *International Journal on Electrical Engineering and Informatics*, **93**, 429–457. [56](#)
- Garambois, S., Senechal, P., & Perroud, H., 2002. On the use of combined geophysical methods to access water content and water conductivity of near surface formations., *Journal of Hydrology*, **259**, 32–48. [103](#)
- Gassmann, F., 1951. Über die elastizität poröser medien, *Vierteljahrsschrift der Naturforschenden Gesellschaft in Zurich*, **96**, 1–23. [11](#)
- George, L. A., Dewoolkarb, M. M., & Znidaricic, D., 2009. Simultaneous laboratory measurement of acoustic and hydraulic properties of unsaturated soils, *Vadoze Zone Journal*, **8**, 633–648. [39](#), [40](#)
- Gist, G. A., 1994. Interpreting laboratory velocity measurements in partially gas-saturated rocks, *Geophysics*, **59**(7), 1100–1109. [23](#), [24](#), [26](#), [39](#), [40](#)

- Gregory, A. R., 1976. Fluid saturation effects on dynamic elastic properties of sedimentary rocks, *Geophysics*, **41**, 895. [39](#)
- Grossmann, A. & Morlet, J., 1984. Decomposition of hardy functions into square integrable wavelet of constant shape, *SIAM Journal of Mathematical Analysis*, **15**(4). [57](#)
- Guéguen, Y. & Palciauskas, V., 1994. *Introduction à la physique des roches*, Hermann, Editeurs des sciences et des arts, 299 p. [9](#)
- Haase, A. B. & Stewart, R. R., 2010. Near-field seismic effects in a homogeneous medium and their removal in vertical seismic profile attenuation estimates, *Geophysical Prospecting*, **58**, 1023–1032. [99](#)
- Hefner, B. T. & Williams, K. L., 2006. Sound speed and attenuation measurements in unconsolidated glass-bead sediments saturated with viscous pore fluids, *Acoustical Society of America Journal*, **120**, 2538. [21](#), [31](#)
- Hill, R., 1964. Theory of Mechanical Properties of Fiber-Strengthened Materials - I. Elastic Behavior, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, **12**, 199–212. [26](#)
- Hopkins, M. R. & Ng, K. M., 1986. Liquid-liquid relative permeability : network models and experiments, *Chemical Engineering Communications*, **46**. [111](#)
- Hovem, J. M. & Ingram, G. D., 1979. Viscous attenuation of sound in saturated sand, *Acoustical Society of America Journal*, **66**, 1807–1812. [17](#)
- Jeng, Y., Tsai, J. Y., & Chen, S. H., 1999. An improved method of determining near-surface Q, *Geophysics*, **64**(5), 1608–1617. [80](#)
- Jenkins, J., Johnson, D., La Ragione, L., & Makse, H., 2005. Fluctuations and the effective moduli of an isotropic, random aggregate of identical, frictionless spheres, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, **53**, 197–225. [14](#)
- Jensen, K. H. & Falta, R. W., 2005. *Fundamentals*. In A.S. Mayer and S.M Hassanizadeh, editors, *Soil and Groundwater Contamination : Nonaqueous Phase Liquids*, American Geophysical Union, 5-45. [109](#)
- Jerauld, G. R. & Salter, S. J., 1990. The effect of pore structure on hysteresis in relative permeability and capillary pressure : Pore-level modelling, *Transport in Porous Media*, **5**, 103–151. [109](#), [110](#), [111](#)
- Johnson, D. L., 2001. Theory of frequency dependent acoustics in patchy-saturated porous media, *Acoustical Society of America Journal*, **110**, 682. [23](#)
- Johnson, D. L., Koplik, J., & Dashen, R., 1987. Theory of dynamic permeability in fluid saturated porous media, *Journal of Fluid Mechanics*, **176**, 379–402. [17](#)

- Keller, J. D., 1989. Acoustic wave propagation in composite fluid-saturated media, *Geophysics*, **54**, 1554. [31](#)
- Kimura, M., 2007. Study on the Biot-Stoll model for porous marine sediments, *Acoustical Society of Japan*, **4**, 230–243. [8](#), [31](#)
- King, M. S., Marsden, J. R., & Dennis, J. W., 2000. Biot dispersion for P and S waves velocities in partially and fully saturated sandstones, *Geophysical Prospecting*, **48**, 1075–1089. [39](#)
- Kjartansson, E., 1979. Constant Q wave propagation and attenuation, *J. Geophys. Res.*, **84**, 4737–4748. [31](#), [33](#)
- Komatitsch, D., 1997. *Méthode spectrale et éléments spectraux pour l'équation de l'élastodynamique 2D et 3D en milieu hétérogène*, Thèse de doctorat, Institut de Physique du Globe, Paris, France, 187 p. [66](#), [67](#)
- Komatitsch, D. & Vilotte, J. P., 1998. The spectral-element method : an efficient tool to simulate the seismic response of 2D and 3D geological structures, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **88**(2), 368–392. [66](#)
- Le Ravalec, M., Guéguen, Y., & Chelidze, T., 1996. Elastic wave velocities in partially saturated rocks : Saturation hysteresis, *Journal of Geophysical Research*, **101**, 837–844. [39](#)
- Lebedev, M., Toms-Stewart, J., Clennell, B., Pervukhina, M., Shulakova, V., Paterson, L., M., M. T., Gurevich, B., & Wenzlau, F., 2009. Direct laboratory observation of patchy saturation and its effects on ultrasonic velocities, *The Leading Edge*, **28**(1), 24–27. [39](#)
- Liu, H.-P., Anderson, D. L., & Kanamori, H., 1976. Velocity dispersion due to anelasticity ; implications for seismology and mantle composition, *Geophysical Journal International*, **47**, 41–58. [33](#)
- Maalej, Y., 2007. *Comportement mécanique d'un milieu granulaire injecté par un coulis de ciment : étude expérimentale et modélisation micromécanique*, Thèse de Doctorat de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 317 p. [7](#)
- Madec, R., 2009. *Méthode des éléments spectraux pour la propagation d'ondes sismiques en milieu géologique fluide-solide avec pas de temps locaux et couches absorbantes parfaitement adaptées C-PML*, Thèse de doctorat, Université de Pau et des Pays de l'Adour, Pau, France, 171 p. [66](#)
- Mallat, S., 2000. *Une exploration des signaux en ondelettes*, Les Editions de L'Ecole Polytechnique, 639 p. [60](#)

- Mallat, S. & Zhong, S., 1992. Characterization of signals from multiscale edges, *IEEE Trans. Pattern Anal. Mach. Intell.*, **14**(7). [70](#)
- Mangriotis, M., Rector, J. W., & Herkenhoff, E. F., 2011. Effects of the near-field on shallow seismic studies, *Geophysics*, **76**, 9. [99](#)
- Maqsoud, A., Bussière, B., Mbonimpa, M., & Aubertin, M., 2004. Hysteris effects on the water retention curve : A comparison between laboratory results and predictive models, *57th Canadian Geotechnical Conference, 5th Joint CGS/IAH-CNC Conference*, (Session 3A), 8–15. [109](#)
- Mavko, G. & Nolen-Hoeksema, R., 1994. Estimating seismic velocities at ultrasonic frequencies in partially saturated rocks., *Geophysics*, **59**(2), 252–258. [39](#)
- Mavko, G., Mukerji, T., & Dvorkin, J., 1998. *The rock physics handbook : Tools for seismic analysis in porous media*, Cambridge University Press, 339 p. [12](#), [13](#), [14](#), [31](#)
- Michaels, P., 2002. Identification of subsonic P-waves, *Geophysics*, **67**, 909. [96](#)
- Mindlin, R. D., 1949. Compliance of elastic bodies in contact, *Journal of Applied Mechanics*, **16**, 259–268. [12](#), [14](#)
- Molyneux, J. B. & Schmitt, D. R., 2000. Compressional-wave velocities in attenuating media : A laboratory physical model study, *Geophysics*, **65**, 1162. [69](#)
- Morency, C. & Tromp, J., 2008. Spectral-element simulations of wave propagation in porous media, *Geophysical Journal International*, **175**, 301–345. [4](#)
- Morency, C., Luo, Y., & Tromp, J., 2011. Acoustic, elastic and poroelastic simulations of CO₂ sequestration crosswell monitoring based on spectral-element and adjoint methods, *Geophysical Journal International*, **185**, 955–966. [117](#)
- Morlet, J. & Arens, G., 1982. Wave propagation and sampling theory, *Geophysics*, **47**, 203–236. [57](#)
- Mota, M., Teixeira, J. A., & Yelshin, A., 2001. Binary spherical particle mixed beds porosity and permeability relationship measurement, *Trans. Filtration Society*, **1**, 101–106. [10](#)
- Müller, T. M., Toms-Stewart, J., & Wenzlau, F., 2008. Velocity-saturation relation for partially saturated rocks with fractal pore fluid distribution, *Geophysical Research Letters*, **35**, 9306. [24](#)
- Muller, T. M., Gurevich, B., & Lebedev, M., 2010. Seismic wave attenuation and dispersion resulting from wave-induced flow in porous rocks : A review, *Geophysics*, **75**(26), A147. [1](#), [24](#), [37](#)

- Murphy, W. F., 1982. Effects of partial water saturation on attenuation in massilon sandstone and vycor porous glass, *Acoustical Society of America Journal*, **71**, 1458–1468. [13](#), [40](#), [41](#), [42](#)
- Murphy, W. F., 1984. Acoustic measures of partial gas saturation in tight sandstones, *Journal of Geophysical Research*, **89**, 11549–11560. [39](#), [40](#)
- Naar, J., Wigal, R. J., & Henderson, J. H., 1962. Imbibition relative permeability in unconsolidated porous media, *Society of Petroleum Engineers Journal*, **2**. [111](#)
- Newland, D. E., 1993. Harmonic wavelet analysis, *Proceedings of the Royal Society A*, **443**, 203–225. [70](#)
- Norris, A. N. & Johnson, D. L., 1997. Nonlinear elasticity of granular media, *Journal of Applied Mechanics*, **64**, 39. [12](#)
- Paasche, H., Werban, U., & Dietrich, P., 2009. Near-surface travelttime tomography using a direct-push source and surface-planted geophones, *Geophysics*, **74**, G17–G25. [117](#)
- Park, H.-C. & Joh, S.-E., 2009. Determination of phase spectrum using harmonic wavelet transform, *NDTE International*, **42**, 534–542. [69](#)
- Parra, J., Hackert, C., Richardson, E., & Clayton, N., 2009. Porosity and permeability images based on crosswell seismic measurements integrated with FMI logs at the Port Mayaca aquifer, *The Leading Edge*, **28**, 1212–1219. [1](#)
- Perrier, V., Philipovitch, T., & Basdevant, C., 1995. Wavelet spectra compared to Fourier spectra, *Journal of Mathematical Physics*, **36**, 1506–1519. [81](#)
- Persson, B. N. J., Albohr, O., Tartaglino, U., Volokitin, A. I., & Tosatti, E., 2005. On the nature of surface roughness with application to contact mechanics, sealing, rubber friction and adhesion, *Journal of Physics Condensed Matter*, **17**, 1. [14](#)
- Pham, N. H., Carcione, J. M., Helle, H. B., & Ursin, B., 2002. Wave velocities and attenuation of shaley sandstones as a function of pore pressure and partial saturation, *Geophysical Prospecting*, **50**, 615–627. [31](#), [108](#)
- Plona, T. J., 1980. Observation of a second bulk compressional wave in a porous medium at ultrasonic frequencies, *Applied Physics Letters*, **36**, 259. [20](#)
- Poulovassilis, A., 1970. Hysteresis of pore water in granular porous bodies, *Soil Science*, **109**. [111](#)
- Pride, S. R., 2005. *Relationships between seismic and hydrological properties*. In Y. Rubin and S.S. Hubbard, editors, *Hydrogeophysics*, Springer, Water sciences and technology library. [11](#), [12](#), [13](#), [14](#), [15](#), [18](#), [20](#), [37](#)

- Pride, S. R., Gangi, A. F., & Morgan, F. D., 1992. Deriving the equations of motion for porous isotropic media, *Acoustical Society of America Journal*, **92**, 3278–3290. [4](#)
- Pride, S. R., Berryman, J. G., & Harris, J. M., 2004. Seismic attenuation due to wave-induced flow, *Journal of Geophysical Research*, **109**, 1201. [23](#)
- Rawls, W. J., Ahuja, J. R., & Brakensiek, D. L., 1992. Estimating soil hydraulic properties from soils data, *Proceedings of the International Workshop on : Indirect Methods for Estimating the Hydraulic Properties*, pp. 329–341. [46](#), [47](#)
- Reine, C., van der Baan, M., & Clark, R., 2009. The robustness of seismic attenuation measurements using fixed- and variable-window time-frequency transforms, *Geophysics*, **74**, 123. [60](#), [81](#)
- Scholtes, L., 2008. *Modélisation Micro-Mécanique des Milieux Granulaires Partiellement Saturés*, Thèse de doctorat, Institut Polytechnique de Grenoble, France, 202 pages. [103](#)
- Shenghong Tai, D.-h. H. & Castagna, J. P., 2006. Attenuation estimation with continuous wavelet transforms, *SEG Expanded Abstracts*, **25**, 1933–1937. [81](#)
- Shepard, D., 1968. A two-dimensional interpolation function for irregularly-spaced data, *Proceedings of the 1968 ACM National Conference*, pp. 517–524. [51](#)
- Skempton, A. W., 1954. The pore-pressure coefficients a and b, *Geotechnique*, **4**, 143–147. [11](#)
- Smeulders, D. M. J., 2005. Experimental evidence for slow compressional waves, *Journal of Engineering Mechanics*, **131**(9), 908–917. [20](#)
- Stewart, M. L., Ward, A. L., & Rector, D. R., 2006. A study of pore geometry effects on anisotropy in hydraulic permeability using the lattice-Boltzmann method, *Advances in Water Resources*, **29**, 1328–1340. [10](#)
- Stoll, R., 1974. *Acoustic waves in saturated sediments*. In L. Hampton, editors, *Physics of sound in marine sediments*, Plenum Press, New York, 19-39. [8](#)
- Stoll, R. D. & Bryan, G. M., 1970. Wave attenuation in saturated sediments, *Acoustical Society of America Journal*, **47**, 1440. [21](#), [30](#), [31](#)
- Talsma, A. W., 1970. Hysteresis in two sands and the independent domain model, *Water Resources Research*, **6**. [111](#)
- Teja, A. S. & Rice, P., 1981. Generalized corresponding states method for viscosities of liquid mixtures, *Industrial Engineering Chemistry Fundamentals*, **20**, 77–81. [22](#)

- Toms, J., Müller, T. M., Ciz, R., & Gurevich, B., 2006. Comparative review of theoretical models for elastic wave attenuation and dispersion in partially saturated rocks, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, **26**, 548–565. [24](#), [41](#), [42](#)
- Toms, J., Müller, T. M., & Gurevich, B., 2007. Seismic attenuation in porous rocks with random patchy saturation, *Geophysical Prospecting*, **55**, 671–678. [24](#)
- Tonn, R., 1991. The determination of the seismic quality factor Q from VSP data : a comparison of different computational methods, *Geophysical Prospecting*, **39**, 1–27. [28](#), [80](#), [84](#)
- Topp, G. C. & Miller, E. E., 1966. Hysteretic moisture characteristics and hydraulic conductivities for glass-bead media, *Soil Science Society of America Journal*, **30**. [111](#)
- Tromp, J., Komatitsch, D., & Liu, Q., 2008. Spectral-element and adjoint methods in seismology, *Communications in Computational Physics*, **3**(1), 1–32. [66](#)
- Turgut, A., 1991. *An investigation of causality for Biot models by using Kramers-Kronig relations*. In J.M. Hovem, M.D. Richardson, and R.D. Stoll, editors, *Shear Waves in Marine Sediments*, Kluwer Academic Publishers, 295-304. [31](#)
- Van Genuchten, R., 1978. *Calculating the unsaturated hydraulic conductivity with a closed form analytical model*, Report 78-WR-08, Princeton University, NJ. [108](#)
- Walsh, J. B., 1966. Seismic wave attenuation in rock due to friction, *Journal of Geophysical Research*, **71**, 2591. [30](#)
- Walsh, J. B., 1995. Seismic attenuation in partially saturated rock, *Journal of Geophysical Research*, **100**, 15407–15424. [39](#)
- Walsh, J. B. & Brace, W. F., 1984. The effect of pressure on porosity and the transport properties of rock, *Journal of Geophysical Research*, **89**, 9425–9432. [11](#)
- Walton, K., 1987. The effective elastic moduli of a random packing of spheres, *Journal of Mechanics Physics of Solids*, **35**, 213–226. [12](#), [13](#), [14](#), [15](#)
- Weast, R. C., 1986. *Handbook of Chemistry and Physics, 61st Edition*, CRC Press, Boca Raton, FL., 2712 p. [132](#)
- White, J. E., 1975. Computed seismic speeds and attenuation in rocks with partial gas saturation, *Geophysics*, **40**, 224. [23](#), [24](#), [25](#)
- Winkler, K. W. & Plona, T. J., 1982. Technique for measuring ultrasonic velocity and attenuation spectra in rocks under pressure, *Journal of Geophysical Research*, **87**, 10776–10780. [30](#), [69](#)

-
- Wood, A. W., 1955. *A Textbook of Sound*, The MacMillan Co., 610 p. [23](#)
- Wuenschel, P. C., 1965. Dispersive body waves : An experimental study, *Geophysics*, **30**, 539. [69](#)
- Yin, C.-S., Batzle, M. L., & Smith, B. J., 1992. Effects of partial liquid/gas saturation on extensional wave attenuation in berea sandstone, *Geophysical Research Letters*, **19**, 1399–1402. [41](#)

Annexe A

Calibration des sondes capacitives de teneur en eau

La sonde SM100, comme toutes sondes capacitives, est composée de deux électrodes qui agissent comme un condensateur, le sol étant l'isolant diélectrique entre ces deux électrodes. Le signal de sortie de ce condensateur va alors être directement proportionnel à l'efficacité du sol à maintenir son rôle de diélectrique et donc à sa valeur de constante diélectrique, quantité adimensionnelle dépendante de la saturation en eau.

Relation teneur en eau - constante diélectrique

La relation entre cette constante et la teneur en eau est néanmoins complexifiée par de nombreux facteurs dont on peut citer les plus importants à contrôler :

– **Composition minéralogique de la matrice solide**

La forte valeur de constante diélectrique de l'eau réside dans l'aptitude des molécules d'eau à se polariser. La concentration ionique du sol jouent alors un rôle important. En effet la nature électrique de la surface des grains solides peut rendre plus difficile la polarisation des molécules d'eau dans le sens du champ électrique. Dans notre cas nous utilisons un milieu granulaire pur en silice à plus de 98%. Si la silice se solubilise, la formation d'ions silicates peut modifier sensiblement la mesure effectuée avec la sonde. Cependant la silice est un élément chimiquement stable et est couramment utilisé comme isolant. A température ambiante (20 – 25°C), la solubilité des grains siliceux est négligeable (de l'ordre de $0.140g.L^{-1}$ à 25°C).

– **Température**

Une augmentation de température favorise l'agitation moléculaire de l'eau qui s'op-

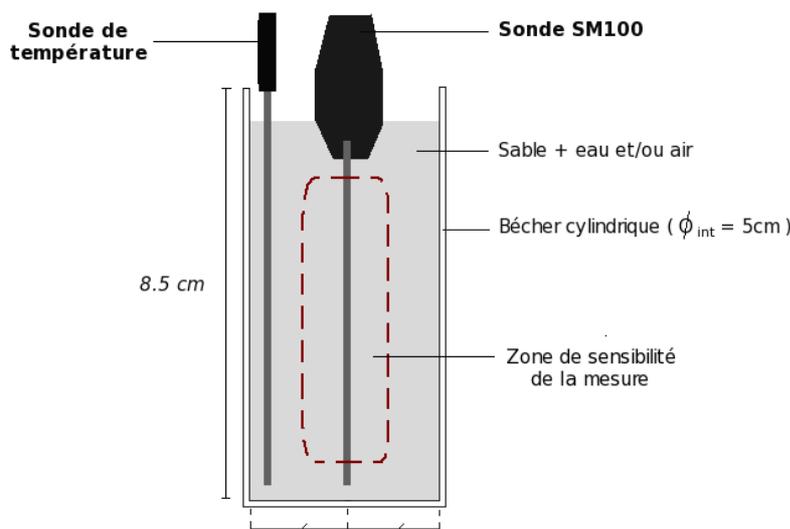


FIG. A.1 – Dispositif expérimental de calibration de la sonde SM100

pose ainsi à la polarisation induite par le courant électrique. La constante diélectrique ϵ du sol sera alors théoriquement plus faible à forte température qu'à température ambiante (25°C) pour une même valeur de teneur en eau (Weast, 1986). Néanmoins, la température peut également rompre les liaisons électriques de l'eau liée à la matrice solide et donc accroître la valeur de ϵ . Dans tous les cas, une augmentation ou une diminution de la température pendant la calibration de la sonde risque d'induire une erreur de mesure (Fares et al., 2009).

– Volume de mesure

La mesure à l'aide de ce type de sonde est très locale. Dans notre cas, elle correspond grossièrement à une ellipsoïde de rayons 6 et 2 cm. Ainsi il faudra tenir compte lors de l'étalonnage de ce volume de mesure en utilisant un dispositif adapté. Ni trop grand pour que le volume de sol étudié corresponde à l'aire de sensibilité de la sonde, ni trop petit pour éviter les effets de bords. Lors de la calibration, la température est mesurée à l'aide d'une sonde thermocouple (PT100) en métal. Il faut alors utiliser un récipient assez grand permettant d'éloigner cette sonde de température hors de la zone de mesure de la sonde capacitive. Un béccher transparent en verre a été choisi. La figure A.1 montre schématiquement les dimensions de ce dispositif.

Principe de la calibration

Tout d'abord il faut estimer la porosité connectée du milieu (dans le cas du milieu granulaire utilisé elle équivaut à la porosité totale), donnée par :

$$\phi = \frac{V_V}{V_T} \quad (\text{A.1})$$

avec V_V le volume des vides et V_T le volume total. Pour obtenir le volume des vides, il faut se placer à saturation totale. Alors le volume d'eau V_w pourra être apparenté à V_V :

$$V_w = \frac{M_w}{\rho_w} \quad (\text{A.2})$$

avec M_w la masse d'eau et ρ_w la masse volumique de l'eau (1000kg.m^{-3}). M_w peut facilement être déduite en utilisant une balance de précision.

Pour un niveau de saturation partielle en eau du milieu correspondant à une masse d'eau M_{int} , la teneur en eau θ est alors donnée par :

$$\theta = \frac{V_{int}}{V_T} \quad (\text{A.3})$$

Cette grandeur est appelée par les agronomes "humidité volumique". En géophysique, elle est plus couramment apparentée au taux de saturation S_w :

$$S_w = \frac{\theta}{\phi} \quad (\text{A.4})$$

Résultats

Tout le dispositif doit resté immobile pendant la calibration (figure A.2). On peut alors taré sur la balance la masse de cet équipement (bêcher + sondes avec câbles) pour ne peser plus que la masse d'eau. La désaturation du milieu se fait en chauffant le récipient. On relève à plusieurs reprises sur la balance la masse du milieu partiellement saturé ainsi que la température. La mesure est prise après avoir arrêté de chauffer et quand la valeur affichée se stabilise. La figure A.3 donne la relation "mesure sonde-saturation" obtenue à la fin de la calibration. On peut remarquer que pour un taux de saturation en eau allant de 1 à une valeur limite de 0.015, la relation est quasi linéaire entre la mesure affichée par la sonde et la teneur en eau. Nous pouvons alors définir une relation par régression linéaire entre le taux de saturation et les mesures de la sonde pour une gamme de teneur en eau comprise entre 1.5 à 100%. Toutefois, avant d'établir l'équation reliant ces deux paramètres, il faut vérifier l'impact possible de la température. La figure A.4 représente les températures auxquelles les mesures ont été faites.

Le comportement des mesures de sondes capacitives avec la température est assez bien

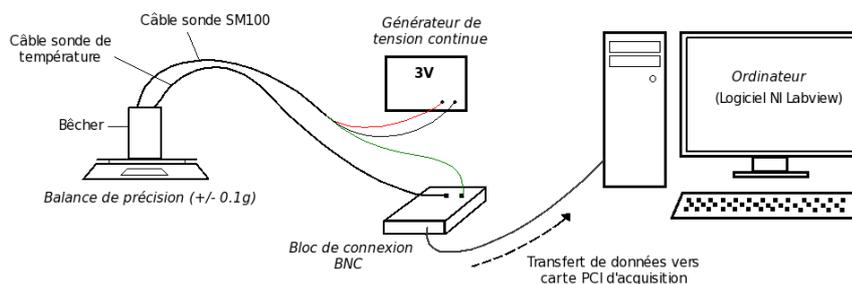


FIG. A.2 – Vue générale du dispositif expérimental. Le bécher est posé sur une balance de précision. La sonde SM100 est alimentée en 3V DC. La sonde SM100 et la sonde de température (type PT100) sont reliées au PC via une carte d’acquisition NI

connu pour deux cas particuliers (Fares et al., 2009) :

- Saturation totale : dérive négative de la mesure de sonde avec une augmentation de la température.
- Milieu sec : dérive positive de la mesure de sonde avec une augmentation de la température.

Ce comportement est illustré en figure A.5 et varie entre ces deux limites pour une saturation partielle. En rendant hermétique le bécher, l’effet de la température a pu être testé pour ces deux cas limites. La relation “température-mesure sonde” dans notre expérience est similaire à celle donnée par Fares et al. (2009) et représentée en figure A.6. La dérive des sondes avec la température est d’environ $\pm 5mV/^\circ$. En appliquant cette dérive pour chaque mesure effectuée pendant la calibration, on obtient deux relations linéaires représentatives de l’intervalle de confiance de la mesure de la sonde (figure A.7). Finalement, ces deux équations reliant mesures de la sonde en volt (M) et saturation en eau (S_w) sont à température ambiante (20°) :

$$\begin{aligned} M &= 0.339 * S_w + 0.987 \\ M &= 0.312 * S_w + 1.031 \end{aligned} \tag{A.5}$$

L’erreur totale de l’estimation de la saturation est donnée en figure A.8. Entre 30% et 90% de saturation, l’erreur varie entre ± 5 et $\pm 2.5\%$.

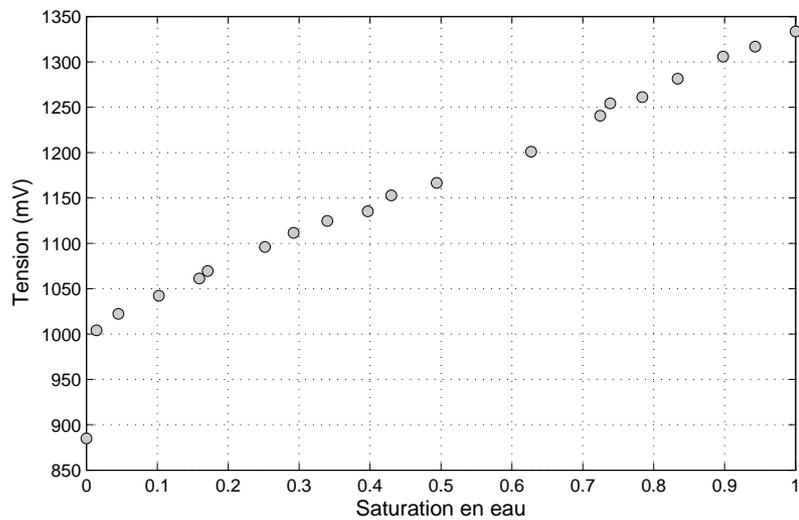


FIG. A.3 – Relation « saturation-mesures sondes » obtenue après calibration

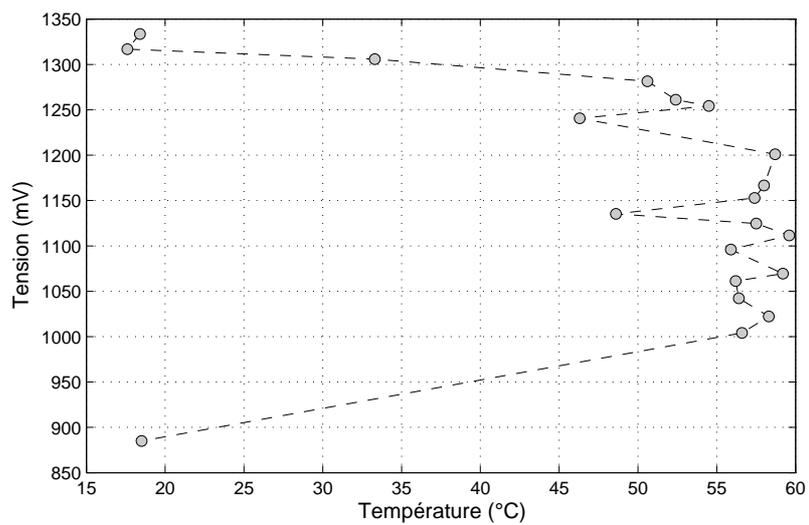


FIG. A.4 – Températures correspondant à chaque mesure de la sonde lors de la calibration

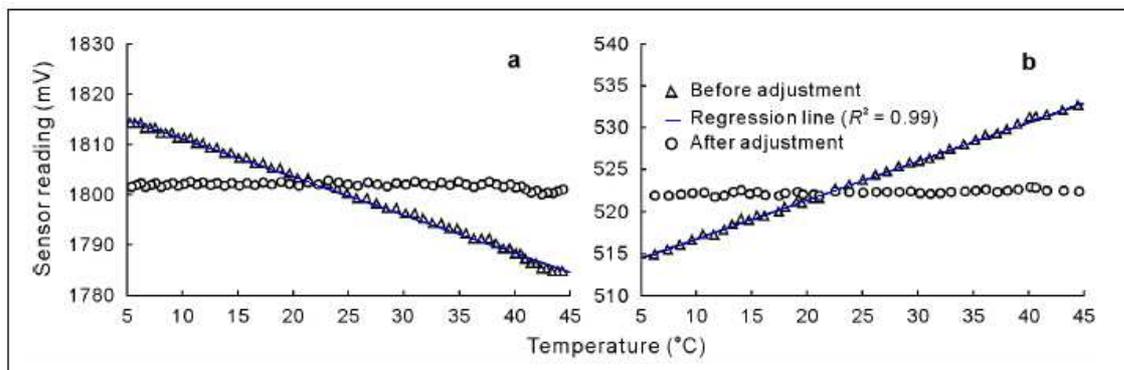


FIG. A.5 – Relation « température-mesures sondes » obtenue par (Fares et al., 2009) pour un milieu totalement saturé (à gauche) et sec (à droite)

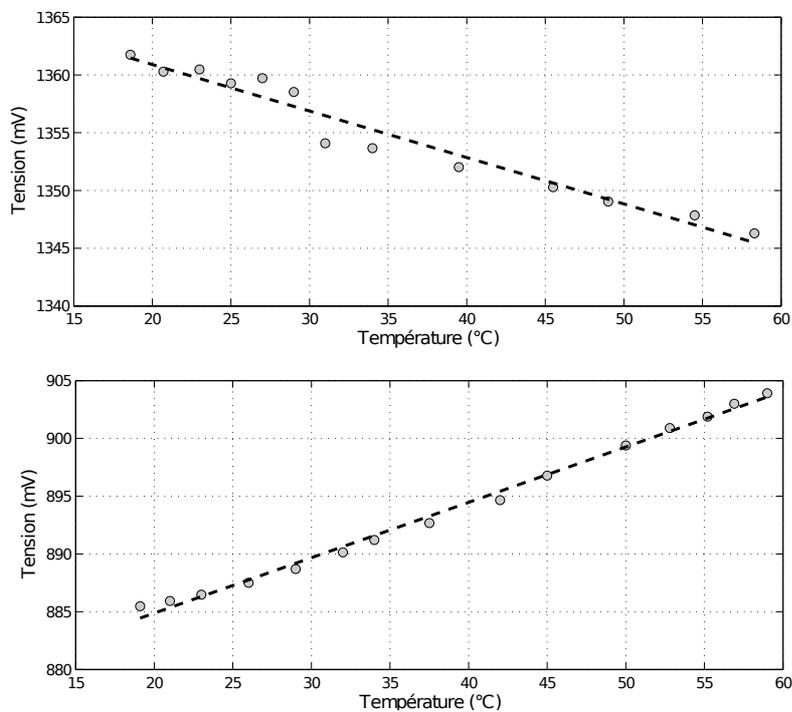


FIG. A.6 – Relation « température-mesures sondes » obtenue dans notre expérience pour le sable totalement saturé (en haut) et sec (en bas)

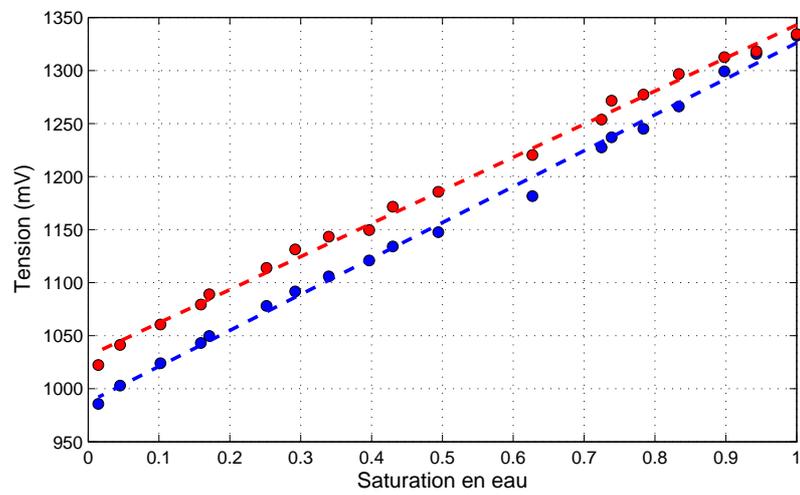


FIG. A.7 – Relations « saturation-mesures sondes » après correction de l'effet de température

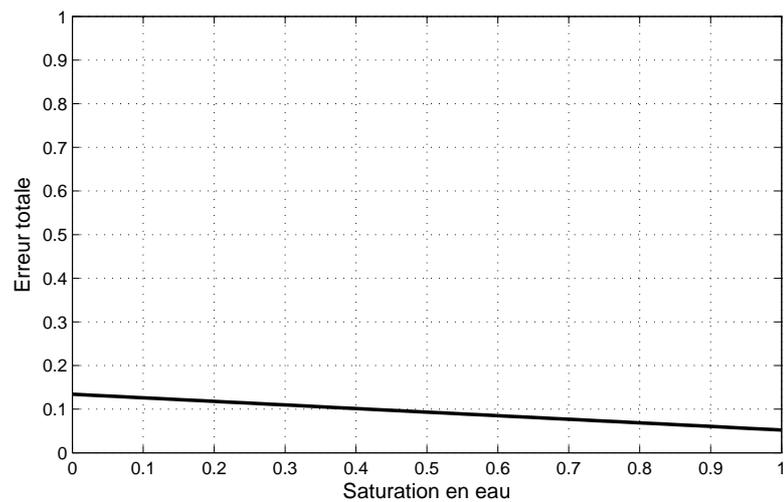


FIG. A.8 – Erreur totale sur l'estimation de la saturation après calibration de la sonde

