THÈSE DE DOCTORAT DE
L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité

Géophysique appliquée

École doctorale Géosciences, Ressources Naturelles et Environnement (ED 398)

UMR 7619 METIS

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Sujet de la thèse :

Apport des méthodes sismiques à l'hydrogéophysique : importance du rapport V_P/V_S et contribution des ondes de surface

Présentée par

Sylvain PASQUET

Soutenue le 17 novembre 2014

devant le jury composé de :

M. Olivier Bour	Professeur des universités, Université de Rennes I	Rapporteur
M. Gilles Grandjean	Chercheur, BRGM, Orléans	Rapporteur
M. Konstantinos Chalikakis	Maître de conférences, Université d'Avignon et des Pays de Vaucluse	Examinateur
Mme Sylvie Leroy	Directrice de recherche, CNRS / Université Pierre et Marie Curie, Paris	Examinatrice
Mme Valentina Socco	Professeur associée, Politecnico di Torino	Examinatrice
M. Roger Guérin	Professeur des universités, Université Pierre et Marie Curie, Paris	Directeur de thèse
M. Ludovic Bodet	Maître de conférences, Université Pierre et Marie Curie, Paris	Co-directeur de thèse

Résumé

La caractérisation et le *monitoring* des ressources en eau souterraine et des processus d'écoulement et de transport associés reposent principalement sur la mise en place de forages (piézomètres). Mais la variété des échelles auxquelles se déroulent ces processus et leur variabilité dans l'espace et dans le temps limitent l'interprétation des observations hydrogéologiques. Dans un tel contexte, l'hydrogéophysique fait appel aux méthodes de prospection géophysique afin, notamment, d'améliorer la très faible résolution spatiale des données de forage et de limiter leur caractère destructif. Parmi les outils géophysiques appliqués à l'hydrogéologie, les méthodes sismiques sont régulièrement utilisées à différentes échelles. Mais la réponse sismique dans le contexte de la caractérisation des aquifères reste complexe. L'interprétation des vitesses estimées est souvent délicate à cause de leur variabilité en fonction de la lithologie de l'aquifère (paramètres mécaniques intrinsèques et géométrie des milieux poreux le constituant, influence du degré de saturation, etc.). La perméabilité du milieu a également un effet sur la géométrie d'un réservoir hydrologique dont les contours peuvent varier en espace comme en temps, compliquant ainsi l'interprétation des données sismiques.

Les géophysiciens cherchent à pallier ces limites, notamment à travers l'étude conjointe des vitesses (V_P et V_S) des ondes compression (P) et de cisaillement (S), dont l'évolution est par définition fortement découplée en présence de fluides. D'un point de vue théorique, cette approche se révèle appropriée à la caractérisation de certains aquifères, en particulier grâce à l'estimation des rapports V_P/V_S ou du coefficient de Poisson. L'évaluation de ces rapports peut être pratiquée de manière systématique grâce à la tomographie sismique en réfraction en utilisant parallèlement ondes P et S. Mais d'un point de vue pratique, la mesure de V_S reste délicate à mettre en œuvre car les ondes S sont souvent difficiles à générer et à identifier sur les enregistrements sismiques. Une alternative est proposée par l'estimation indirecte de V_S à partir de l'inversion de la dispersion des ondes de surface, réalisée à partir de mesures de la vitesse des ondes de surface contenues dans les enregistrements sismiques classiques. Bien que généralement proposée pour la caractérisation de milieux 1D, la prospection par ondes de surface peut être déployée le long de sections linéaires dans le but de reconstruire un modèle 2D de distribution des V_S du sous-sol.

Une méthodologie a été mise au point afin d'exploiter simultanément et de façon optimale les ondes P et les ondes de surface à partir des mêmes enregistrements sismiques. Lors de sa mise en œuvre sur le terrain, cette acquisition « en ondes P » a été systématiquement suivie d'une acquisition « en ondes SH » afin de comparer les vitesses V_S obtenues par analyse de la dispersion des ondes de surface et par tomographie en ondes SH. L'utilisation de cette méthodologie dans différents contextes géologiques et hydrogéologiques a permis d'estimer les variations latérales et temporelles du rapport V_P/V_S, en bon accord avec les informations géologiques *a priori* et les données géophysiques et piézométriques existantes. L'utilisation de l'interférométrie laser a également permis de mettre ces techniques de traitement en application sur des modèles physiques parfaitement contrôlés afin d'étudier la propagation des ondes élastiques dans des « analogues » réalistes de milieux poreux partiellement saturés.

Abstract

Characterisation and monitoring of groundwater resources and associated flow and transport processes mainly rely on the implementation of wells (piezometers). The interpretation of hydrogeological observations is however limited by the variety of scales at which these processes occur and by their variability in space and in time. In such a context, using geophysical methods often improves the very low spatial resolution of borehole data and limits their destructive nature. Among the geophysical tools applied to hydrogeology, seismic methods are commonly used at different scales. However, the seismic response in the context of aquifer characterisation remains complex. The interpretation of the estimated velocities is often difficult because of their variability depending on the aquifer lithology (intrinsic mechanical parameters and geometry of the constituting porous media, influence of the degree of saturation, etc.). The permeability of the medium also affects the geometry of a hydrological reservoir whose contours may vary in space and in time, thus complicating the interpretation of seismic data.

Geophysicists seek to overcome these limitations, especially through the joint study of compression (P-) and shear (S-) wave velocities (V_P and V_S), whose evolution is by definition highly decoupled in the presence of fluids. From a theoretical point of view, this approach proves suitable for the characterisation of aquifers, especially by estimating V_P/V_S or Poisson's ratio. The evaluation of these ratios can be systematically carried out with seismic refraction tomography using both P- and S-waves. However, retrieving V_S remains practically delicate because S-waves are usually difficult to generate and identify on seismic records. As an alternative, indirect estimation of V_S is commonly achieved thanks to surface-wave dispersion inversion, carried out from measurements of surface waves phase velocities contained in typical seismic records. Although it is usually proposed for the characterisation of 1D media, surface-wave prospecting can be deployed along linear sections in order to build 2D models of V_S distribution in the ground.

A specific methodology has been developed for the combined and optimised exploitation of P- and surface waves present on single seismic records. When deployed on the field, this "P-wave" acquisition has been systematically followed by a "SH-wave" acquisition in order to compare V_S models obtained from surface-wave dispersion analysis and SH-wave refraction tomography. The use of this methodology in several geological and hydrogeological contexts allowed for estimating V_P/V_S ratio lateral and temporal variations in good agreement with *a priori* geological information and existing geophysical and piezometric data. Laser-based ultrasonic techniques were also proposed to put these processing techniques in practice on perfectly controlled physical models and study elastic wave propagation in partially saturated porous media.

Remerciements

Enfin, nous y voilà ! Les remerciements, le chapitre ultime de cette aventure doctorale. Je fais partie de ceux (et je suis persuadé qu'ils sont nombreux) qui commencent toujours la lecture d'une thèse par les remerciements. Pour la raison évidente que ces remerciements sont placés en début de manuscrit, mais également pour essayer grâce à ces quelques lignes de cerner (avec un soupçon de voyeurisme) la personnalité de l'auteur, masquée ensuite par le diktat d'un formalisme scientifique sans fioriture. Il me semble donc assez légitime de remercier en premier lieu tout ceux qui auront commencé ici la lecture de cette thèse.

Je voudrais ensuite remercier les personnes qui m'ont accompagnées et soutenues (sans forcément le savoir) pendant ces trois longues années. Il faut pour commencer remonter aux origines « du mal » et remercier mes parents qui, en plus de m'avoir mis au monde, m'ont toujours soutenu quelques soient les circonstances pendant ces années d'études à rallonge. Leur confiance inébranlable a été l'un des moteurs principaux pour la réussite de cette thèse. Je remercie évidemment mes vieilles sœurs pour leur soutien sans faille (malgré mes silences radio prolongés), mais surtout pour toutes ces petites choses que j'ai eu la chance de découvrir grâce à elles. Comment aurais-je pu survivre à trois années de thèse sans Francis, Jean-Jacques, Patrick et consorts ? Merci également à la « petite » dernière pour son soutien à distance, et à Christine grâce à qui j'ai pu *masteriser* (enfin presque) la langue de John Wayne, et ainsi survivre à la lecture de centaines d'articles scientifiques. J'ai enfin une pensée émue pour Tata et Tonton, présents eux aussi depuis le « début ». Merci à vous deux pour cette bonne humeur qui vous a toujours caractérisée, et surtout merci de m'avoir fait tomber dans la marmite de Coca quand j'étais petit. J'y puise encore aujourd'hui une grande partie de mon « inspiration » scientifique.

Comment ne pas remercier le H et le Kik, présents à mes côtés depuis si longtemps. On pourrait presque dire qu'ils font partie des meubles. Les mecs j'ai enfin compris ce qui est ÉNORME, c'est vous ! Merci aussi à Jess et Sophie pour nos réunions thématiques « accent et nourriture » dans les restos asiatiques, trop rares pendant les derniers mois de thèse. Dans un registre différent, je tiens à remercier Guillaume Duflot, dont les « arguments » en faveur de Paris 7 auront pesé lourd dans la balance au moment du choix de filière post-BAC. Ce fameux choix m'a permis d'entrer dans la STEP *family*, promo la plus incroyable de tous les temps. Merci les copains, Cyrillou le gnou, Tonio, Lol', Hugo, Cam C., Cam F., Guyyyy, Marianne, Laure, Fredouille, Naïko, Thomas, Gamin, Arthur, Yo, Marie Cat-Cat ! C'était des putains de bonnes années (et ça continue, encore et encore) ! Mention spéciale à Lol' et Cam C., probablement les meufs les plus barrées de la Terre (Vous pensez quoi de la direction actuelle du Parti Socialiste ?). J'en oublierai presque l'Ancien, mais c'est parce que lui aussi il fait partie des meubles. Le genre de mec tout le temps là quand il faut, surtout pour se boire une p'tite Chouffe ou deux de 5 à 7, se faire un jap' en fin de soirée ou se mater un bon nanar au ciné d'à côté. Merci les amis pour toutes ces choses qui ont fait de Jussieu un endroit beaucoup moins glauque qu'il n'y parait. Enfin, je n'oublie pas Vincent Busigny qui nous a fait découvrir, à Antoine et à moi, la géochimie, RTL2 et plus généralement le monde de la recherche. Sois rassuré, notre fuite vers la géophysique appliquée n'a rien eu à voir avec toi, ni avec la programmation musicale du labo.

Si il est une personne que je me dois de remercier plus d'une fois ici, c'est bien Tonio aka « Plume de Feu », l'Homme le plus frais du monde. Mec t'as eu les *balls* de changer de cap quand il le fallait, plutôt que de te laisser porter par le *flow* comme moi. Entre ça, le frisbee et le gauchisme, t'auras réussi à laisser ta trace sur moi comme personne d'autre auparavant. Je résiste encore à l'hygiénisme...mais qui sait pour combien de temps encore ? Je te dois également ma rencontre avec mon Tac, ce concentré incroyable d'énergie et de fraicheur qui a rythmé mes journées au labo (et en dehors) pendant trois ans. Je sais qu'avec vous deux, la géophysique appliquée sera toujours un succès. Enfin, je ne peux pas remercier les deux dragons sans remercier

Gaghik. Merci pour tout Gag's, surtout pour ta rigueur et ton intransigeance scientifique, mais également pour ta vision du monde différente, tes coups de gueule bien sentis et tes leçons de vie toujours bonnes à prendre.

Les trois années de la thèse sont passées à une vitesse folle, et ce notamment grâce à l'excellente ambiance sisypho-metissienne. Merci à la team administrativo-informatique qui, envers et contre tout, permet au labo de rester sur de bons rails : Nora, Dominique, Christophe, Bénédicte et Jean-Robert. Speciale dédicace à Valérie qui m'a fait comprendre la valeur de notre travail de recherche et m'a montré comment *nervous breakdown* les mecs de la tour centrale ou du Vieux Campeur ! Je tiens également à remercier tous les membres du labo (et les visiteurs occasionnels) que j'ai eu le plaisir de cotoyer depuis 2011, qu'ils soient du 3e, du 4e, thésards, stagiaires post-doctoraux, stagiaires tout court, ATER, PR, MCF, ITA, IATOS, CNRS, UPMC, EPHE, CR ou même DR. Merci notamment à Claire, Pierre, P-Steph, Jean-Pierre, Sarah, Marie, Bruno, Cyrielle, Pierre, Jean-Marie, Agnès, Rocio, Anne, Ameen, Feras, Dimitri, Bérivane, Sanae et tous les autres (j'en oublie sûrement). J'en profite pour décerner ici la palme de la fraîcheur à Chief, la plus *smooth* des chefs de bureau. Je garderai longtemps en mémoire nos rapports oraux, les PastiSeine© et les tartes au citron. Ton empreinte restera gravée à jamais dans mon canapé !

Un énorme merci également au reste de la A-team géophysique du 3e qui m'aura appris bien plus que de « simples » transformées de Hankel et autres fonctions de Green : Christian, le gourou de la géophy ; Alain, le maître de la *personnal communication* ; Cyril, le pro des ouvertures centralisées tunisiennes ; Pauline, l'inventrice des bretzels ; Claire, l'archéogéophysicowgirl ; Fix, le partenaire de conf' idéal ; et Rémi, l'organisateur du plus épique des pots de thèse. Je n'oublie bien sûr pas Fayçal (*shalom* à toi) qui m'a permis d'améliorer mon capital gentillesse, ni Jul's et son Larousse, le pro de la pause KitKat et du *Fat Kebab*. J'adresse aussi un gigantesque merci à M. Du Maillet, le partenaire de terrain ultime, mi-Homme mi-Golgoth, fervent défenseur du couscous sans merguez. Merci également à tous ceux que j'ai eu le plaisir d'accompagner en mission : Laurent, fournisseur officiel de tartines et plus grand amateur de rapport V_P/V_S au monde ; Amer, l'homme tout-terrain, spécialiste (avec Amine) de la cuisson du maïs Orgevalien ; Nico Flipo, l'éternelle arlésienne de la sismique ; Myriam et Amélie, géophysiciennes dans le vent ; Guillaume et Rija, dévoreurs de hot-dogs norvégiens ; Isabelle, spécialiste des arrêts au stand neigeux à Oslo ; Kostas, expert en branchements de batterie (en série ou en parallèle ?) ; Simon, maillot jaune du Tour de Spetses ; Cathy, la reine du gainage ; et Nico Bel', docteur ès flexion et dégommage de *targets*. Je remercie également Régis, Vincent, Christelle et Alain pour leur accueil chaleureux à Le Mans. Vivement notre prochain Colo Baguette !

Comme il n'y a pas que la thèse dans la vie, je remercie tous ceux qui m'ont permis de lever le pied et de sortir un peu la tête du guidon. Merci Flo et tes Baby Guinness, merci Jérôme pour les frites (enfin au début), merci Olivier pour les Mojitos et le smile (même si il faut lever la tête pour le voir), merci le Viet' en bas de chez moi, merci la Voie Lactée pour les meilleurs Kebab de Paris, merci Huseyn pour les karaokés, la chantilly et les shots au tabasco, merci Babak pour tes manipulations efficaces et tes histoires à dormir debout. Je balance également un *over fat* merci aux gros et aux grosses du PUC (et autres adeptes de galette volante) qui m'ont permis de déconnecter de la thèse quand il le fallait. *Big up* à Timaz, Jango, StephG, Grosam, Grofeu, SarkoRaph, Saskoune, Nikok, KerFannie, Daminou, Papa, Mama, Bubar, Gabinette, Fred, Sonia, DameTiti, Puzzy, Fab et tous les autres. J'adresse également un remerciement particulier au Dr Virlonnet pour la chaleur, la stabilité et le doux désordre qu'elle apporte dans ma vie.

Pour finir, je voudrais remercier la présidente de mon jury (Sylvie Leroy), mes rapporteurs (Olivier Bour et Gilles Grandjean) et mes examinateurs (Konstantinos Chalikakis et Valentina Socco) pour leurs remarques et analyses critiques concernant ce travail de thèse. Enfin, mes derniers remerciements s'adressent évidemment à Roger et Ludo pour la confiance, le soutien et l'aide qu'ils m'ont apportés pendant ces trois années. Grâce à vous, celles-ci ne furent rien de moins qu'exceptionnelles (et pour ainsi dire plutôt chouettes), et le resteront *ad vino æternam*.

« "One fast move or I'm gone", I realize, gone the way of the last three years... »

J. Kerouac, *Big Sur*, 1962

« Ma philosophie, Monsieur le Président, est de tirer d'abord et de poser des questions ensuite. »

L. Besson, *Le Cinquième Élément*, 1997

Table des matières

Résumé **i**

Abstract **iii**

Remerciements **v**

Table des matières **ix**

Introduction **1**

1 Estimation des vitesses V_P et V_S **5**
1.1 Rappels sur la propagation des ondes sismiques 5
1.1.a Les ondes de volume 6
1.1.b Les ondes de surface 9
1.1.c Influence de la lithologie et de la saturation 12
1.2 Utilisation des méthodes sismiques 14
1.2.a Stratégie d'acquisition 16
1.2.b La sismique réfraction 23
1.2.c L'analyse de la dispersion des ondes de surface 35
1.3 Conclusions 55

2 Caractérisation des variations latérales du rapport V_P/V_S **57**
2.1 Introduction 59
2.2 Site description and data acquisition 61
2.2.a Geological setting 61
2.2.b Previous geophysical results 62
2.2.c Seismic acquisition 64
2.3 Traveltime tomography 66
2.3.a Traveltime data 66
2.3.b Tomography inversion 67
2.4 Surface-wave profiling 69
2.4.a Extraction of dispersion 69
2.4.b Inversion 71
2.5 Qualitative comparison of velocity models and resulting V_P/V_S 74
2.6 Discussion and conclusions 76

3 Détection de différents niveaux de nappe dans des aquifères superficiels **79**
3.1 Introduction 81
3.2 Location of the experimentation and acquisition strategy 84
3.2.a Choice of the site 84
3.2.b Seismic acquisition 86
3.3 Processing and results 87
3.3.a Body waves 87
3.3.b P-SV waves 90
3.3.c Cross-validation of V_S models 93
3.4 Discussion and conclusions 94

4 Apport de la modélisation physique **97**
4.1 Introduction 97
4.2 Dispositif expérimental et acquisition des données 99
4.2.a Modèles physiques étudiés 99
4.2.b Équipement et dispositif d'acquisition 100
4.3 Caractérisation des modèles 100
4.3.a Propagation des ondes dans les milieux granulaires non-consolidés 100
4.3.b Caractérisation des modèles « secs » 102
4.3.c Caractérisation des modèles pour différents niveaux d'eau 110
4.4 Discussion et conclusions 118

Conclusions et perspectives **121**

Bibliographie **127**

Liste des figures **xi**

Liste des tableaux **xxiii**

Introduction

Caractériser la ressource en eau

La caractérisation et le *monitoring* des ressources en eau souterraine et des processus d'écoulement et de transport associés reposent principalement sur la mise en place de forages (piézomètres). Mais la variété des échelles auxquelles se déroulent ces processus et leur variabilité dans le temps limitent l'interprétation des observations hydrogéologiques. Dans un tel contexte, l'hydrogéophysique fait appel aux méthodes de prospection géophysique afin, notamment, d'améliorer la très faible résolution spatiale des données de forage et de limiter leur caractère destructif (Guérin, 2005 ; Hubbard et Linde, 2011). Plus généralement, ces méthodes permettent de proposer une caractérisation de la géométrie du sous-sol (Mouhri *et al.*, 2013), d'identifier et d'estimer les paramètres physiques du milieu ayant une influence sur les écoulements et transports associés (McClymont *et al.*, 2011), et enfin de suivre l'évolution de ces paramètres au cours du temps (Michot *et al.*, 2003 ; Gaines *et al.*, 2010) pour éventuellement caractériser les flux (d'eau, de polluants, etc.). Plus récemment, elles ont également été utilisées pour optimiser l'implantation de réseaux d'observation hydrologique denses (Mouhri *et al.*, 2013).

Utilisation des méthodes sismiques

Parmi les outils géophysiques appliqués à l'hydrogéologie, les méthodes de prospection sismique sont régulièrement utilisées à différentes échelles, mais sont souvent confinées à la caractérisation de la géométrie des aquifères. À l'aide de techniques sophistiquées de traitement et en présence de jeux de données suffisament denses, la sismique réflexion permet d'obtenir des images détaillées du sous-sol avec la résolution d'une longueur d'onde (Haeni, 1986a ; Juhlin *et al.*, 2000 ; Bradford, 2002 ; Bradford et Sawyer, 2002 ; Haines *et al.*, 2009 ; Kaiser *et al.*, 2009). Ces images sont couramment utilisées pour décrire la stratigraphie en présence de forts contrastes d'impédance, mais ne permettent pas de distinguer les variations d'une propriété en particulier (Pride, 2005 ; Hubbard et Linde, 2011). À partir de ces images, les hydrogéologues sont capables de caractériser la géométrie des systèmes aquifères et d'attribuer à chaque couche du système une lithologie différente à l'aide de données de forage (Paillet, 1995 ; Guérin, 2005). La sismique de puits (*up-hole*, *down-hole*, *cross-hole*, etc.) permet d'obtenir des profils de vitesse sismique continus en profondeur, mais latéralement ponctuels (Haeni, 1988 ; Sheriff et Geldart, 1995 ; Liberty *et al.*, 1999 ; Steeples, 2005 ; Dal Moro et Keller, 2013). De plus, ces techniques nécessitent la mise en place de forages qui restent destructifs et relativement coûteux (Hunter *et al.*, 2002 ; Parra *et al.*, 2006). Enfin, malgré les récentes avancées dans le domaine de l'inversion en forme d'onde, celle-ci est toujours très sensible au bruit et requiert une forte connaissance *a priori* du milieu ausculté, ainsi qu'une grosse puissance de calcul (Bretaudeau *et al.*, 2013).

La sismique réfraction de surface permet d'obtenir des enregistrements à partir desquels il est possible d'extraire les vitesses de propagation des ondes de volume (Lanz *et al.*, 1998). Cette méthode offre également l'avantage d'être relativement peu coûteuse et rapide à mettre en place, et peut aisément être implantée avec une couverture unidimensionnelle (1D) à tridimensionnelle (3D) (Galibert *et al.*, 2014). Elle est classiquement employée dans différents domaines de la géophysique appliquée, que ce soit pour la caractérisation des propriétés mécaniques des matériaux remaniés par les glissements de terrain (Godio *et al.*, 2006 ; Jongmans *et al.*, 2009 ; Socco *et al.*, 2010b ; Hibert *et al.*, 2012 ; Sauvin *et al.*, 2013, 2014), la caractérisation de l'altération du substratum (Olona *et al.*, 2010) ou l'étude des effets de site (Jongmans, 1992 ; Raptakis *et al.*,

2000 ; Othman, 2005). Elle est également fréquemment utilisée pour la détection du toit de la nappe (Wallace, 1970 ; Haeni, 1986b, 1988 ; Paillet, 1995 ; Bachrach et Nur, 1998) dans des aquifères « simples » (c.-à-d. matériaux homogènes et consolidés, perméabilité élevée), lorsque la surface piézométrique est considérée comme une interface du milieu (nappe libre). Mais la réponse sismique, en présence de telles interfaces et plus généralement dans le contexte de la caractérisation de la zone critique et des systèmes aquifères, reste complexe (Ghasemzadeh et Abounouri, 2012). L'interprétation des vitesses estimées est souvent délicate car leur variabilité dépend principalement des propriétés « sèches » du milieu poreux le constituant.

L'étude du rapport V_P/V_S

Les géophysiciens cherchent à pallier ces limites, notamment à travers l'étude conjointe des vitesses (V_P et V_S) des ondes de compression (P) et de cisaillement (S), dont l'évolution est par définition fortement découplée en présence de fluides (Gassmann, 1951b ; Biot, 1956a,b ; Wyllie *et al.*, 1956 ; Berryman, 1999 ; Prasad, 2002). D'un point de vue théorique, cette approche se révèle appropriée pour la caractérisation de certains aquifères, en particulier grâce à l'estimation des rapports V_P/V_S ou du coefficient de Poisson (Stümpel *et al.*, 1984 ; Castagna *et al.*, 1985 ; Bates *et al.*, 1992 ; Bachrach *et al.*, 2000). De récentes études montrent en effet que l'évaluation de ces rapports, ou de paramètres dérivés plus sensibles aux variations de saturation du milieu, peut être pratiquée de manière systématique grâce à la sismique réfraction en utilisant parallèlement ondes P et S (Turesson, 2007 ; Grelle et Guadagno, 2009 ; Mota et Monteiro Santos, 2010).

L'estimation du rapport V_P/V_S avec la sismique réfraction nécessite cependant de réaliser une double acquisition pour obtenir V_P et V_S. Si la mesure de V_P est réalisée de manière assez efficace depuis de nombreuses années , la mesure de V_S reste délicate à mettre en œuvre d'un point de vue pratique. En effet, elle nécessite l'utilisation de sources spécifiques peu commodes à manipuler sur le terrain et de géophones horizontaux difficiles à implanter de manière parfaitement horizontale (Sheriff et Geldart, 1995 ; Jongmans et Demanet, 1993 ; Xia *et al.*, 2002 ; Haines, 2007). De plus, les ondes S sont généralement difficiles à identifier sur les enregistrements produits (Valois, 2011).

Apport de la prospection par ondes de surface

Une alternative peut être proposée par l'estimation indirecte de V_S à partir de l'inversion de la dispersion des ondes de surface (Gabriels *et al.*, 1987 ; Jongmans et Demanet, 1993 ; Park *et al.*, 1999 ; Socco et Strobbia, 2004 ; Socco *et al.*, 2010a). En effet, les ondes de surface sont omniprésentes sur la majorité des enregistrements sismiques classiques (réflexion, réfraction), et leur propagation est fortement liée à V_S. Après avoir été considérées comme du bruit pendant la plus grande partie du XX^{e} siècle, les développements instrumentaux et méthodologiques récents ont permis aux géophysiciens d'utiliser les propriétés dispersives des ondes de surface pour caractériser les propriétés du sous-sol. La méthode souffre cependant de nombreuses limites théoriques et expérimentales en termes de résolution, longueur de dispositif, bruit ou encore confusion des modes (Russel, 1987 ; Forbriger, 2003b ; O'Neill, 2003 ; O'Neill et Matsuoka, 2005 ; Bodet, 2005 ; Bodet *et al.*, 2005, 2009), justifiant encore le besoin de développements méthodologiques. Par ailleurs, la méthode a longtemps été limitée à la caractérisation de milieux 1D, la rendant inadaptée en présence de fortes variations latérales. Depuis le milieu des années 2000, de nombreuses techniques de traitement avancées (sommation, fenêtrage, etc.) ont été développées pour pallier ces problèmes (O'Neill *et al.*, 2003 ; Bohlen *et al.*, 2004 ; Hayashi et Suzuki, 2004 ; Grandjean et Bitri, 2006 ; Neducza, 2007 ; Luo *et al.*, 2008 ; Boiero et Socco, 2010, 2011 ; Bergamo *et al.*, 2012). Elles ont ainsi permis de déployer la prospection par ondes de surface le long de sections linéaires ou selon une maille de surface dans le but de reconstruire un

modèle 2D ou 3D de distribution des V_S du sous-sol. Cet aspect présente un intérêt notamment dans l'objectif de pallier les limites de la prospection par ondes S.

Cette approche a été récemment proposée pour des applications géotechniques (Heitor *et al.*, 2012) et hydrologiques dans des aquifères sableux (Cameron et Knapp, 2009 ; Konstantaki *et al.*, 2013 ; Fabien-Ouellet et Fortier, 2014). Konstantaki *et al.* (2013) ont par exemple évalué les variations latérales de la profondeur du toit de la nappe grâce aux variations du rapport V_P/V_S et du coefficient de Poisson. Estimer les vitesses V_P et V_S à partir d'un dispositif d'acquisition unique apparaît donc très prometteur en termes de temps et de coût (Grandjean, 2006). Cependant, la sismique réfraction et l'inversion de la dispersion des ondes de surface font appel à des caractéristiques bien distinctes du champ d'onde et décrivent différemment le milieu ausculté. Les modèles de vitesse obtenus sont donc généralement peu compatibles en termes de résolutions et de profondeurs d'investigation, et donc difficilement comparables. Dans ce contexte, l'étude de la propagation des ondes dans les milieux poreux à l'aide d'outils numériques demeure complexe et nécessite encore d'importants développements (Sidler *et al.*, 2010 ; Masoni *et al.*, 2014).

Intérêt de la modélisation physique

La modélisation physique a ainsi été proposée pour s'affranchir des incertitudes liées aux variations des propriétés mécaniques « sèches » du milieu en utilisant des modèles physiques fabriqués à petite échelle (< 1 m) et parfaitement contrôlés en termes de géométrie et de paramètres physiques. Barrière *et al.* (2012) et Lorenzo *et al.* (2013) ont utilisé des bacs remplis de sable et les ont soumis à des variations de hauteur d'eau. À l'aide d'accéléromètres enterrés dans les modèles, ils ont pu enregistrer le champ d'onde généré par une source très haute fréquence afin de simuler des enregistrements sismiques. Cependant, la taille des accéléromètres et la nécessité de les implanter à l'avance dans le modèle peuvent perturber les enregistrements et limitent *de facto* leur résolution latérale. Les techniques acoustiques utilisant l'interférométrie laser peuvent être proposées pour pallier ces difficultés. Elles sont régulièrement utilisées pour la modélisation physique de la propagation des ondes sismiques à différentes échelles, offrant une large gamme d'applications dans le génie civil (Ruiz et Nagy, 2004 ; Lu *et al.*, 2011 ; Abraham *et al.*, 2012), la géophysique appliquée (Bodet *et al.*, 2005, 2009 ; Bretaudeau *et al.*, 2011 ; Bergamo *et al.*, 2014), l'exploration sismique (Campman *et al.*, 2004, 2005 ; de Cacqueray *et al.*, 2011, 2013), ou encore la sismologie (Nishizawa *et al.*, 1997 ; van Wijk et Levshin, 2004).

Bodet *et al.* (2010, 2014) ont récemment étudié les capacités des techniques acoustiques appliquées à la caractérisation systématique de matériaux granulaires employés pour la modélisation analogique en géologie (sables, billes de verre). Une méthodologie a été validée sur un milieu granulaire non consolidé et sec, parfaitement caractérisé en termes de paramètres élastiques. Une source mécanique a été spécialement mise au point pour générer un champ d'onde, enregistré grâce à un vibromètre laser sous la forme de lignes sismiques à la surface du milieu granulaire. Les temps des premières arrivées des ondes P et la dispersion des ondes de surface ont ensuite été inversés pour des profils 1D de V_P et de V_S avec la profondeur en bon accord avec les propriétés du milieu préalablement estimées. L'utilisation de cette méthodologie sur des milieux granulaires présentant différents niveaux d'eau permettra d'étudier l'influence de la teneur en eau sur les vitesses V_P et V_S en confrontant les résultats obtenus à des modèles analytiques existants (Bishop, 1959 ; Khalili *et al.*, 2004).

Une méthodologie à valider sur le terrain et en laboratoire

Le premier chapitre de ce travail est consacré à une synthèse succincte des propriétés des ondes sismiques et à une présentation rapide des techniques d'acquisition, de traitement et

d'inversion utilisées dans le cadre de la sismique réfraction et de l'analyse de la dispersion des ondes de surface. Une méthodologie optimisée pour la mise en œuvre conjointe de ces deux méthodes y est également présentée et illustrée à travers un cas réel simple.

Un deuxième chapitre met en application la méthodologie présentée précédemment sur un site caractérisé par de fortes variations latérales de lithologie en surface et en profondeur. Les techniques avancées d'extraction et d'inversion de la dispersion des ondes de surface sont utilisées pour obtenir une pseudo-section 2D [1] de vitesse V_S. La comparaison de cette pseudo-section avec le modèle de V_S obtenu par tomographie sismique en ondes SH et la superposition des courbes de dispersion théoriques calculées à partir de ces deux modèles sur les images de dispersion permet de valider la méthodologie employée en présence de fortes variations latérales. Pour finir, le calcul du rapport V_P/V_S à partir des deux modèles de V_S illustre la capacité du profilage par ondes de surface à imager des variations latérales.

Dans *un troisième chapitre*, la même méthodologie est à nouveau employée sur un site présentant un aquifère multi-couches tabulaire, bien contraint par des données de tomographie de résistivité électrique, de carottages et piézomètriques. Les mesures sont réalisées à deux périodes hydrologiques, successivement en période de hautes et de basses eaux. Les rapports V_P/V_S 1D calculés à partir des résultats de sismique réfraction et d'inversion de la dispersion des ondes de surface révèlent un fort contraste à une profondeur correspondant au niveau du toit de la nappe, confirmant les performances de cette méthodologie pour la détection des niveaux de nappe.

Enfin, *un quatrième chapitre* présente les expériences réalisées en laboratoire sur des modèles physiques contrôlés en utilisant les techniques d'interférométrie laser. Les temps d'arrivée des ondes P et la dispersion des ondes de surface obtenus avec 3 modèles « secs » composés de billes de verre de différentes granulométries sont inversés pour obtenir des modèles de V_P et V_S. Les données obtenues pour différents niveaux d'eau sont ensuite comparées avec les mesures de *Time Domain Reflectometry* (TDR), en attendant d'être inversées pour des modèles de vitesses V_P et V_S prenant en compte les différents profils de saturation dans les billes de verre.

1. Une pseudo-section 2D est obtenue grâce à l'assemblage de plusieurs modèles 1D inversés séparément le long d'un même profil.

Chapitre 1
Estimation des vitesses V_P et V_S

Sommaire

1.1 Rappels sur la propagation des ondes sismiques 5
1.1.a Les ondes de volume 6
1.1.b Les ondes de surface 9
1.1.c Influence de la lithologie et de la saturation 12
1.2 Utilisation des méthodes sismiques 14
1.2.a Stratégie d'acquisition 16
1.2.b La sismique réfraction 23
1.2.c L'analyse de la dispersion des ondes de surface 35
1.3 Conclusions 55

Les méthodes sismiques sont proposées ici pour estimer les vitesses de propagation des ondes P et des ondes S dans la proche surface. Plus particulièrement, l'objectif est ici de développer et de valider une méthodologie d'acquisition permettant d'obtenir les vitesses V_P et V_S à partir d'un même enregistrement, en utilisant conjointement la sismique réfraction en ondes P et l'analyse de la dispersion des ondes de surface. Une acquisition similaire en ondes SH est également proposée afin de comparer et valider les modèles de V_S obtenus par l'analyse de la dispersion des ondes de surface et la sismique réfraction en ondes SH. Après quelques rappels théoriques sur la propagation des ondes sismiques, les techniques actuelles d'acquisition, de traitement et d'inversion des données sismiques sont décrites et illustrées à travers un cas pratique permettant de détailler les choix méthodologiques effectués dans le cadre de ces travaux de thèse.

1.1 Rappels sur la propagation des ondes sismiques

De nombreux ouvrages scientifiques présentent de façon détaillée le formalisme théorique décrivant la propagation des ondes, que ce soit dans le domaine de la sismologie (Aki et Richards, 1980 ; Chapman, 2004), de la géophysique appliquée (Sheriff et Geldart, 1995) ou de l'ingénierie géotechnique (Richart *et al.*, 1970). L'objectif ici n'est donc pas de détailler la théorie de propagation des ondes élastiques, mais plutôt de présenter les propriétés principales des différents types d'onde et leur intéret pour la caractérisation des propriétés mécaniques de la subsurface.

Dans un milieu élastique, les solides homogènes et isotropes soumis à l'effet d'une contrainte (impact, vibration, etc.) subissent des déformations liées à la propagation de différents types d'onde. On distingue ainsi les ondes de volume (compression et cisaillement) qui se propagent dans toutes les directions, et les ondes de surface (Rayleigh, Love, Scholte, etc.) qui sont guidées par des interfaces entre deux milieux de propriétés différentes (Figure 1.1 [1]).

1. La plupart des figures présentées dans ce manuscrit sont tirées d'articles soumis ou en préparation. Dans un soucis d'homogénéité, le choix a donc été fait de préparer toutes les figures de ce manuscrit en anglais.

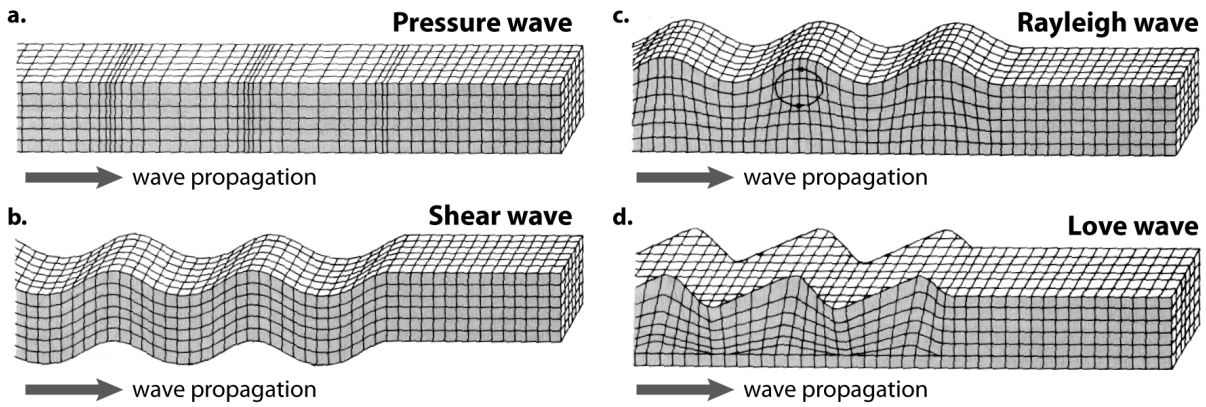


Figure 1.1 : *Déplacement des particules d'un milieu à travers lequel se propagent les ondes de volume ((a) compression et (b) cisaillement) et les ondes de surface ((c) Love et (d) Rayleigh). Modifié d'après Bolt (1976).*

1.1.a Les ondes de volume

Vitesses de propagation

Dans un milieu élastique isotrope de masse volumique[2] ρ présentant une relation contrainte-déformation linéaire, l'équation des ondes peut s'écrire :

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu)\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{U}) - \mu \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{U}) \ , \tag{1.1}$$

avec $\vec{U}$ le déplacement d'une particule du milieu dans le temps et l'espace, λ le premier paramètre de Lamé, et μ le second paramètre de Lamé (également appelé module de cisaillement ou *shear modulus*).

L'excitation mécanique du milieu provoque deux principaux types de déplacement qui sont liés : (i) aux variations de volume (compression-dilatation) longitudinales (c.-à-d. parallèles à la direction de propagation, Figure 1.1a) et (ii) aux mouvements de cisaillement transversaux (c.-à-d. perpendiculaires à la direction de propagation, Figure 1.1b). Le théorème de Helmholtz permet de décomposer le champ de déplacement des particules en une composante longitudinale et une composante transversale, soit la somme d'un potentiel scalaire de dilatation ϕ et d'un potentiel vectoriel de distorsion ψ :

$$\vec{U} = \vec{\nabla}\phi + \vec{\nabla} \times \psi. \tag{1.2}$$

Grâce à cette notation, le champ de déplacement est séparé en une partie à rotationnel nul (puisque $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla}\phi) = 0$) et une partie à divergence nulle (puisque $\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \times \psi) = 0$). En substituant les potentiels de Helmholtz dans l'équation 1.1, on obtient alors :

$$\vec{\nabla}\left((\lambda + 2\mu)\nabla^2\phi - \rho\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2}\right) = \vec{\nabla} \times \left(\mu\nabla^2\psi - \rho\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}\right). \tag{1.3}$$

La partie gauche de l'équation correspond aux mouvements de compression-dilatation (ondes P), alors que la partie droite correspond aux mouvements de cisaillement (ondes S), qui peuvent se

2. La masse volumique du milieu est souvent désignée, de manière abusive, par le terme « densité » qui correspond au rapport entre la masse volumique du milieu et la masse volumique de l'eau pure à 4°C (1000 kg/m^3).

produire dans le plan horizontal (ondes SH) ou dans le plan vertical (ondes SV). On peut donc écrire les équations d'onde pour les potentiels ϕ et ψ :

$$\nabla^2\phi = \frac{\rho}{\lambda + 2\mu}\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} \ , \tag{1.4}$$

$$\nabla^2\psi = \frac{\rho}{\mu}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} \ . \tag{1.5}$$

Ces deux équations peuvent être résolues pour des ondes sphériques se propageant aux vitesses V_P et V_S telles que :

$$V_P = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \ , \tag{1.6}$$

$$V_S = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \ , \tag{1.7}$$

où V_P et V_S sont respectivement les vitesses [3] des ondes P et des ondes S.

À partir des équations 1.6 et 1.7, il est possible de déduire l'expression du rapport $V_\mathrm{P}/V_\mathrm{S}$:

$$\frac{V_P}{V_S} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\mu}} \ . \tag{1.8}$$

Ce rapport est indépendant de la masse volumique de la formation, tout comme le coefficient de Poisson ν défini tel que :

$$\nu = \frac{V_P^2 - 2V_S^2}{2(V_P^2 - V_S^2)} = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} \ . \tag{1.9}$$

Le premier paramètre de Lamé n'ayant pas d'interprétation physique, on peut également définir la vitesse des ondes P en fonction du module d'élasticité k (*bulk modulus*) :

$$V_P = \sqrt{\frac{k + \frac{4}{3}\mu}{\rho}} \ . \tag{1.10}$$

Cette formulation permet de définir le rapport $V_\mathrm{P}/V_\mathrm{S}$ et le coefficient de Poisson ν tels que :

$$\frac{V_P}{V_S} = \sqrt{\frac{k + \frac{4}{3}\mu}{\mu}} \quad \text{et} \tag{1.11}$$

$$\nu = \frac{3k - 2\mu}{2(3k + \mu)} \ . \tag{1.12}$$

Les modules d'élasticité et de cisaillement sont des coefficients intrinsèques à chaque matériau (Tableau 1.1 [4]). Ils permettent de relier la contrainte au taux de déformation d'un milieu soumis respectivement à une compression ou à un cisaillement. L'équation 1.10 permet de mettre en évidence la relation entre V_P et ces deux paramètres, contrairement à V_S qui ne dépend que des propriétés de cisaillement du milieu. Dans les matériaux présents dans la proche surface, μ et k sont généralement positifs, V_P est donc toujours supérieure à V_S, et le rapport $V_\mathrm{P}/V_\mathrm{S}$ au moins égal à $\sqrt{2}$. Dans les fluides, μ est nul, impliquant une vitesse V_S nulle. Les vitesses V_P et V_S

3. Le terme « vitesse » utilisé ici et dans la suite de ce manuscrit est un abus de langage permettant d'alléger le texte. Il conviendrait plutôt d'employer systématiquement l'expression « vitesse de propagation des ondes sismiques ».

4. Pour plus de clarté dans le texte, les valeurs numériques présentées dans ce tableau et dans la suite du manuscrit utilisent toutes la typographie anglo-saxonne, avec le point comme séparateur décimal.

dépendent donc principalement du type de roche (sédimentaire, cristalline, etc.), de la porosité, et du degré d'altération et de consolidation, mais sont également sensibles à la quantité de fluide présente dans le milieu poreux. V_P peut varier de 150 m/s dans les matériaux non-consolidés (sables, graviers, etc.) jusqu'à plus de 8000 m/s dans les roches magmatiques et métamorphiques (péridotites, éclogites, etc.). Parallèlement, V_S peut varier de moins de 50 m/s à plus de 4000 m/s.

Tableau 1.1 : *Paramètres élastiques pour différents matériaux présents dans la subsurface (d'après Schön, 2011).*

	ρ (kg/m^3)	k (GPa)	μ (GPa)	V_P (m/s)	V_S (m/s)	V_P/V_S	ν
Granite	2500-2700	20-55	17-24	4200-5900	2600-3300	1.6-1.8	0.19-0.27
Basalte	2200-2800	25-65	13-32	4500-6200	2400-3400	1.8-1.9	0.28-0.30
Calcaire	2600-2800	20-60	10-38	3700-6300	2000-3700	1.7-1.85	0.23-0.29
Grès	1900-2600	10-55	2-19	2700-5600	1200-2700	2-2.25	0.35-0.38
Marnes	2000-2400	5-45	2-10	2000-5000	1000-2000	2-2.5	0.33-0.4
Sols	1700-2000	0.01-10	0.005-0.5	100-2000	50-400	2-5	0.35-0.49

Réflexion et réfraction

Lorsqu'une onde de volume se propageant depuis la surface dans un milieu 1 à la vitesse V_1 rencontre un milieu 2 de vitesse V_2 avec un angle d'incidence i_1 par rapport à la perpendiculaire au plan de l'interface entre les deux milieux, une partie de l'énergie est réfléchie vers la surface avec un angle égal à i_1 (Figure 1.2a). Le reste de l'énergie est réfracté dans le milieu 2 avec un angle i_2 défini par la loi de Snell-Descartes tel que :

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{V_1}{V_2} \ . \tag{1.13}$$

Lorsque V_2 est inférieure à V_1, l'angle i_2 est inférieur à l'angle i_1, et l'onde réfractée est systématiquement orientée vers la profondeur. À l'inverse, lorsque V_2 est supérieure à V_1, i_2 est toujours supérieur à i_1. Quand i_1 est égal à l'angle critique i_c (tel que $\sin i_c = V_1/V_2$), i_2 est égal à 90°. L'onde réfractée se propage alors le long de l'interface à la vitesse V_2 dans les deux milieux, entraînant la formation d'une onde conique qui remonte à la surface à la vitesse V_1 et avec un angle d'émergence égal à i_c en tout point de l'interface (Figure 1.2b). À partir d'une certaine distance à la source (liée à l'épaisseur du milieu 1 et aux vitesses V_1 et V_2), l'onde conique émergente arrive en surface avant l'onde directe se propageant le long de la surface dans le milieu 1. Enfin, lorsque i_1 est supérieur à l'angle critique i_c, la loi de Snell-Descartes n'est plus satisfaite et toute l'énergie est réfléchie.

Dans un milieu composé de fines couches d'épaisseur dz aux vitesses continûment croissantes, le trajet (x, t) de l'onde est déterminé par deux intégrales (Sheriff et Geldart, 1995) :

$$x = \int_0^z \frac{pV(z)dz}{[1-(pV)^2]^{\frac{1}{2}}} \ , \tag{1.14}$$

$$t = \int_0^z \frac{dz}{V(z)[1-(pV(z))^2]^{\frac{1}{2}}} \ , \tag{1.15}$$

avec $V(z)$ la vitesse de l'onde à une profondeur z, et p le paramètre de rai tel que :

$$p = \frac{\sin i_n}{V_n} \ , \tag{1.16}$$

où i_n et V_n sont respectivement l'angle d'incidence du rai et la vitesse dans la couche n. Dans ce cas, il n'y a pas d'onde conique à proprement parler, mais une succession de réfractions infinitésimales formant des rais courbes qui remontent vers la surface avec une incidence quasi-normale.

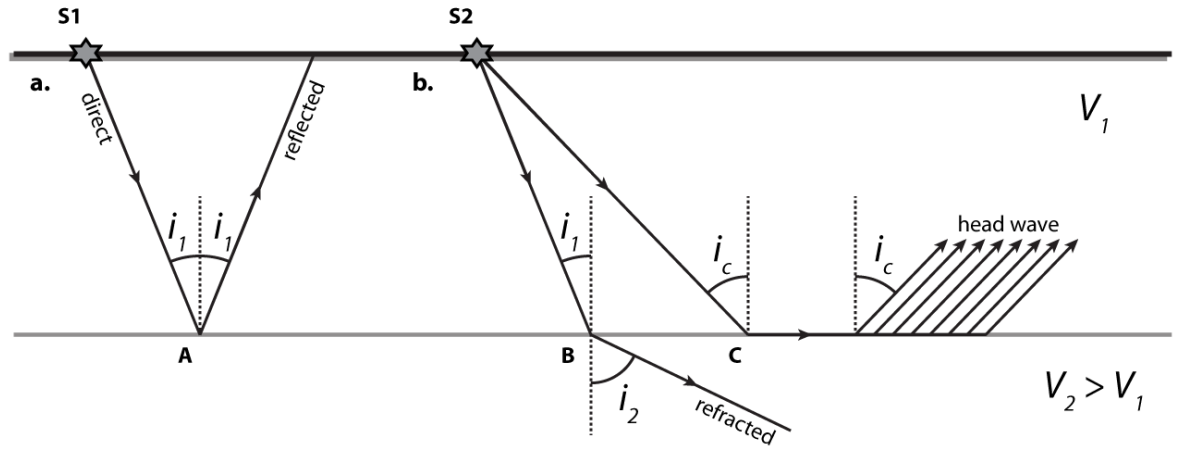


Figure 1.2 : *(a) Réflexion en A avec un angle de réflexion égal à l'angle d'incidence i_1. (b) Réfraction simple (en B) avec un angle d'incidence i_1 et un angle de réfraction i_2. Formation d'ondes coniques lorsque l'angle d'incidence (en C) est tel $i_2 = 90°$ (modifié d'après Milsom et Eriksen, 2011).*

1.1.b Les ondes de surface

Dans un milieu infini divisé en deux milieux aux propriétés différentes, il existe, en plus des ondes de volume, des ondes qui se propagent parallèlement à l'interface entre les deux milieux et dont l'amplitude décroit avec la distance perpendiculairement au plan de cette interface. Dans le cas d'une surface libre (interface air-solide), on observe deux types d'onde :

- les ondes de Rayleigh, issues des interférences constructives entre les ondes P et SV, polarisées dans le plan perpendiculaire à la surface libre (Figure 1.1c) ;
- les ondes de Love, qui existent lorsque le milieu semi-infini est surmonté d'une couche d'épaisseur finie, de plus faible vitesse, et elle-même délimitée par une surface libre. Ces ondes entraînent des déformations perpendiculaires à la direction de propagation, et parallèles à la surface libre (Figure 1.1d).

D'autres types d'onde de surface peuvent exister en présence de deux milieux aux propriétés différentes. Les ondes de Stoneley se propagent le long des interfaces séparant deux milieux semi-infinis (interface solide-solide). Les ondes de Scholte apparaîssent aux interfaces solide-liquide (p. ex. au fond de l'océan), et sont régulièrement utilisées en prospection sous-marine (Mouton, 2000 ; Bohlen *et al.*, 2004). Enfin, on peut rencontrer les ondes de Lamb qui se propagent le long d'une plaque dans l'air. Ces ondes sont utilisées pour la reconnaissance des matériaux en génie civil (Rydén *et al.*, 2001 ; Park *et al.*, 2002 ; Rydén et Park, 2004), et peuvent apparaître sur les enregistrements sismiques réalisés sur la banquise (Beresford-Smith et Rango, 1988).

D'un point de vue énergétique, les ondes de surface représentent près de 70 % du signal sismique (Miller et Pursey, 1955 ; Mari *et al.*, 2001a). De plus, l'atténuation par expansion géométrique de ces ondes est proportionnelle à $1/\sqrt{r}$ en surface (avec r la distance à la source). Contrairement aux méthodes sismiques utilisant les ondes de volume (P et S), les ondes de surface restent donc facilement identifiables, même à grande distance du point source. Ainsi, elles ne nécessitent pas d'employer des sources très énergétiques pour obtenir un bon rapport signal sur bruit.

Relation avec la vitesse de cisaillement

Dans le cas des ondes de Rayleigh, le mouvement particulaire associé au passage de l'onde à la surface d'un demi-espace infini, élastique, homogène et isotrope est elliptique rétrograde

dans le plan vertical perpendiculaire à la surface libre (Figure 1.3). En profondeur, le mouvement particulaire passe par un état purement vertical à environ $\lambda/5$ (avec λ la longueur d'onde), puis devient prograde. De manière générale, l'amplitude du mouvement est plus importante pour la composante cisaillante et diminue quasi-exponentiellement avec la profondeur. Ainsi, la profondeur du milieu affectée par la propagation de l'onde est directement fonction de la longueur d'onde.

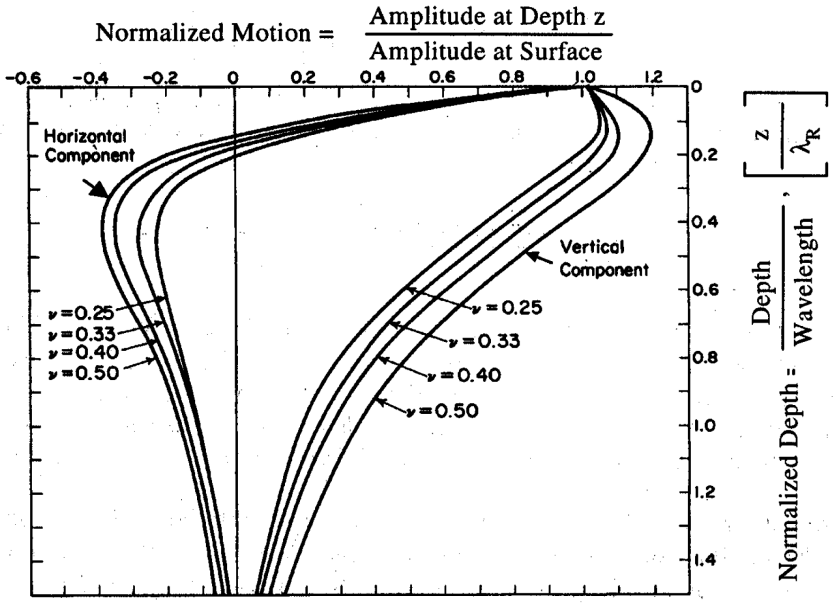


Figure 1.3 : *Déplacements particulaires horizontaux ($U_H(z)$) et verticaux ($U_V(z)$) pour différents coefficients de Poisson (ν) en fonction de la profondeur (z), associés au passage d'une onde de Rayleigh à la surface d'un demi-espace infini, élastique, homogène et isotrope (d'après Richart et al., 1970).*

Pour trouver l'équation de l'onde de Rayleigh, on écrit les potentiels ϕ et ψ des équations 1.4 et 1.5 de façon à obtenir une solution qui se propage en x et reste stationnaire en z :

$$\phi = Ae^{-rkz}e^{ik(x-V_Rt)} \ , \tag{1.17}$$

$$\psi = Be^{-skz}e^{ik(x-V_Rt)} \ , \tag{1.18}$$

avec k le nombre d'onde et r et s deux constantes positives permettant d'obtenir une solution se propageant à la vitesse V_R dont l'amplitude décroit avec la distance à la surface libre. En recherchant les solutions A et B du système d'équation avec des conditions aux limites de contrainte nulle à la surface, on retrouve l'équation de Rayleigh :

$$\left(2 - \frac{V_R^2}{V_S^2}\right)^2 = 4\left(1 - \frac{V_R^2}{V_P^2}\right)^{\frac{1}{2}}\left(1 - \frac{V_R^2}{V_S^2}\right)^{\frac{1}{2}} \ , \tag{1.19}$$

avec V_R la vitesse de l'onde de Rayleigh, telle que :

$$0 < V_R < V_S < V_P \text{ et } 0 < \nu < 0.5 \ , \tag{1.20}$$

où ν est le coefficient de Poisson du milieu. Une approximation de la solution en fonction de V_S a été proposée par Viktorov (1967) sous la forme :

$$V_R = \frac{1.12\nu + 0.87}{1 + \nu}V_S \ . \tag{1.21}$$

Pour des valeurs de ν rencontrées généralement en prospection sismique ($0.1 < \nu < 0.5$), on obtient :

$$0.9V_S < V_R < 0.95V_S \ . \tag{1.22}$$

La vitesse des ondes de Rayleigh dépend donc fortement de celle des ondes de cisaillement et du coefficient de Poisson du milieu. Elle est de plus très proche de V_S dans la plupart des matériaux rencontrés dans la proche surface, ce qui peut permettre d'évaluer les propriétés de cisaillement du milieu indirectement à partir des ondes de surface.

Caractère dispersif des ondes de surface

Lorsque les ondes de surface se propagent dans un milieu 1D (c.-à-d. stratifié horizontalement, tabulaire, etc.), les hautes fréquences (faibles longueurs d'onde) sont influencées uniquement par les propriétés des matériaux superficiels, contrairement aux basses fréquences (grandes longueurs d'onde) qui dépendent des propriétés des matériaux présents à plus grande profondeur. Dans ce cas, la vitesse des ondes de Rayleigh est une fonction de la fréquence, et les vitesses de groupe et de phase sont différentes. Il n'existe alors pas de solution analytique unique au système d'équation 1.17 et 1.18, mais une relation de dispersion (voir p. ex. Aki et Richards, 1980).

Cette relation de dispersion présente un nombre fini de racines réelles pour une fréquence donnée, c'est à dire qu'il n'y a qu'un nombre discret de nombres d'onde possibles. Il existe donc, comme pour une corde vibrante, plusieurs modes de propagation des ondes de surface. Ces différents modes de propagation peuvent être interprétés comme des interférences constructives entre les rais courbes se propageant dans un milieu aux propriétés continûment variables ou entre ondes transmises et réfléchies dans un milieu stratifié (Long et Toteva, 2002). La forme de ces différents modes de propagation dépend fortement des variations de vitesse de cisaillement du milieu avec la profondeur (Figure 1.4), et est notamment sensible aux inversions de vitesse en profondeur.

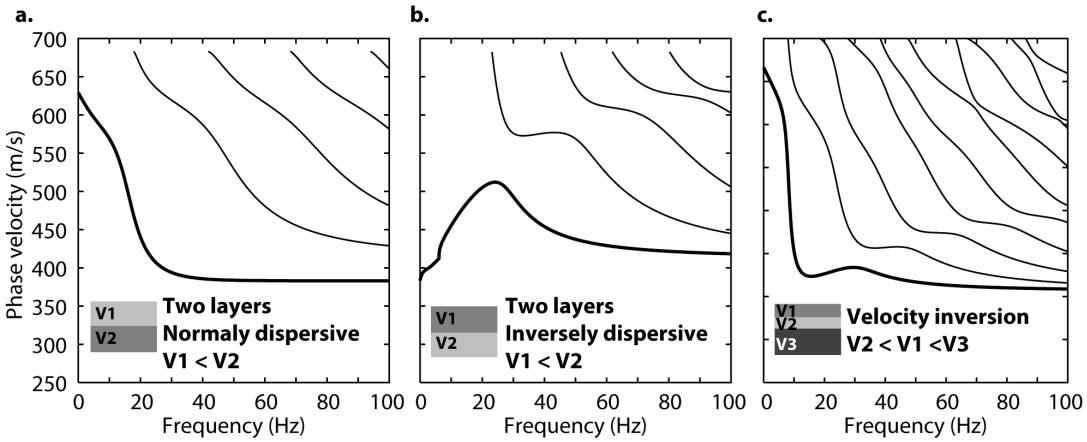


Figure 1.4 : *Courbes de dispersion de l'onde de Rayleigh se propageant à travers un milieu constitué d'une couche horizontale sur un demi-espace : (a) normalement dispersif et (b) inversement dispersif. (c) Dispersion de l'onde de Rayleigh se propageant à travers un milieu constitué de deux couches horizontales sur un demi-espace et présentant une « inversion » de vitesse. (modifié d'après Bodet, 2005).*

En l'absence de variations trop brutales de rigidité, le mode fondamental est généralement prédominant (Tokimatsu *et al.*, 1992 ; O'Neill et Matsuoka, 2005). Cependant, la stratification du milieu, la fréquence du signal, ainsi que la profondeur et la nature de la source ont toutes une influence sur la forme et l'amplitude des différents modes de propagation (Aki et Richards, 1980 ; Foti, 2000).

1.1.c Influence de la lithologie et de la saturation

Dans la subsurface, le milieu poreux est le plus souvent rempli d'un mélange air/eau. Cela revient à assimiler ces matériaux à un milieu tri-phasique (solide, air et eau). La vitesse des ondes P dans l'eau ($V_P^{eau} \approx 1400 - 1500$m/s) étant très supérieure à celle dans l'air ($V_P^{air} \approx 340$ m/s), l'influence du degré de saturation en eau sur la vitesse de propagation des ondes P peut être considérable lorsque la porosité est suffisament élevée. À l'inverse, la vitesse des ondes de cisaillement n'est que très faiblement dépendante du contenu en fluide à l'intérieur des pores. Le rapport V_P/V_S et le coefficient de Poisson sont donc contrôlés : (i) par le type de roche et la porosité, et (ii) par la quantité et le type de fluide présent à l'intérieur des pores (Figure 1.5).

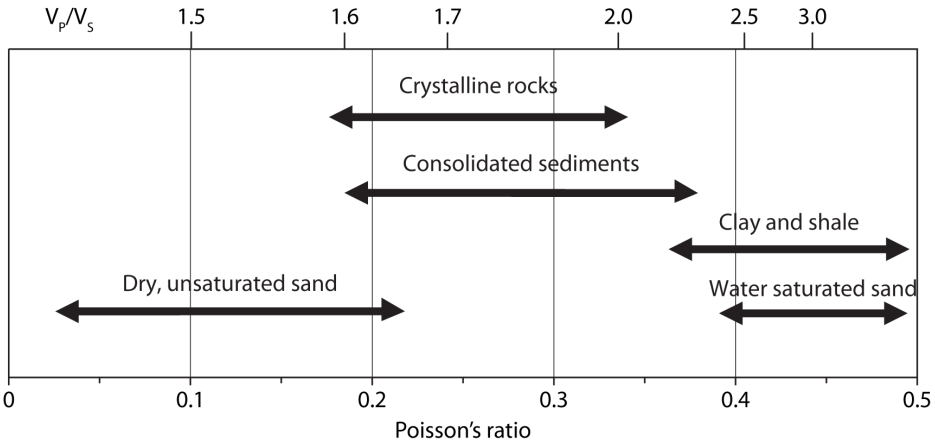


Figure 1.5 : *Valeurs moyennes du coefficient de Poisson et du rapport V_P/V_S pour différents types de lithologie (modifié d'après Bourbié et al., 1987).*

Études expérimentales

L'influence de la lithologie (composition minéralogique, porosité, teneur en argile, etc.) et de la saturation (type de fluide, teneur en fluide, pression de pore, etc.) a été l'objet de nombreuses études expérimentales, notamment dans le domaine de l'exploration pétrolière et de la géomécanique.

Dans les roches cristallines (granite, gabbro, etc.), les vitesses des ondes P et S sont essentiellement contrôlées par la composition minéralogique de la roche et la présence de fractures (Moos et Zoback, 1983). Si les vitesses diminuent avec la fracturation, la présence de fluide dans ces fractures a pour effet d'augmenter V_P, sans pour autant modifier V_S. Des coefficients de Poisson très faibles, voire négatifs peuvent alors être observés (Nur et Simmons, 1969). De même, lorsque le degré de fracturation est élevé, les vitesses augmentent fortement avec la pression de confinement jusqu'à atteindre un palier correspondant à la fermeture maximale des micro-fractures (Carlson et Gangi, 1985).

Dans les roches sédimentaires (grès, calcaire, etc.), V_P et V_S sont également dépendantes de la composition minéralogique (Tatham, 1982 ; Castagna *et al.*, 1985) et de la porosité (Wyllie *et al.*, 1956 ; Raymer *et al.*, 1980). V_P et V_S diminuent de manière similaire avec l'augmentation de la porosité et du contenu en argile (Han *et al.*, 1986), mais augmentent sous l'effet de la pression (King, 1966). V_P augmente abruptement avec la teneur en fluide au delà d'un certain seuil de saturation (Domenico, 1976 ; Gregory, 1976 ; Murphy, 1982 ; Cadoret *et al.*, 1995) et dépend directement de la vitesse V_P du fluide (Wyllie *et al.*, 1956 ; King, 1966). À l'inverse, l'augmentation de la densité due au remplacement de l'air par un fluide plus dense dans les pores entraîne une légère diminution de V_S. Dans le cas de fluides très visqueux (huiles lourdes), V_S peut

augmenter avec le remplissage des pores (Wang et Nur, 1988). V_P et V_S augmentent également avec le degré de cimentation et de consolidation (Dvorkin *et al.*, 1991, 1994 ; Tutuncu *et al.*, 1997). Ces résultats ont permis de dériver plusieurs relations empiriques permettant notamment de relier V_P et V_S à la porosité (Wyllie *et al.*, 1956), la densité (Gardner *et al.*, 1974 ; Raymer *et al.*, 1980 ; Dvorkin, 2008) ou la teneur en argile (Han *et al.*, 1986).

Dans les matériaux non-consolidés (sols, sédiments marins et lacutres, etc.), les effets de friction et les phénomènes physico-chimiques à la surface des particules contrôlent majoritairement les propriétés élastiques (Santamarina *et al.*, 2005). V_P et V_S sont par ailleurs beaucoup plus faibles que dans les matériaux consolidés. À faible saturation, les forces électriques et capillaires déterminent le module de cisaillement. Dans le cas des ondes de compression, l'augmentation de la saturation a pour effet de diminuer légèrement V_P jusqu'à 90-95 % de saturation, puis de l'augmenter considérablement au delà jusqu'à saturation complète (Bachrach et Nur, 1998 ; Emerson et Foray, 2006) (Figures 1.6a et 1.6b). La vitesse des ondes de cisaillement diminue progressivement avec l'augmentation de la saturation et la diminution des contraintes liées aux forces capillaires (Cho et Santamarina, 2001) (Figure 1.6c). Des études sur les effets liés à la granulométrie, la pression et la consolidation (Prasad, 2002 ; Zimmer *et al.*, 2007a,b) ont également fourni des relations empiriques permettant de relier V_P et V_S à la pression et à la porosité dans les matériaux non-consolidés.

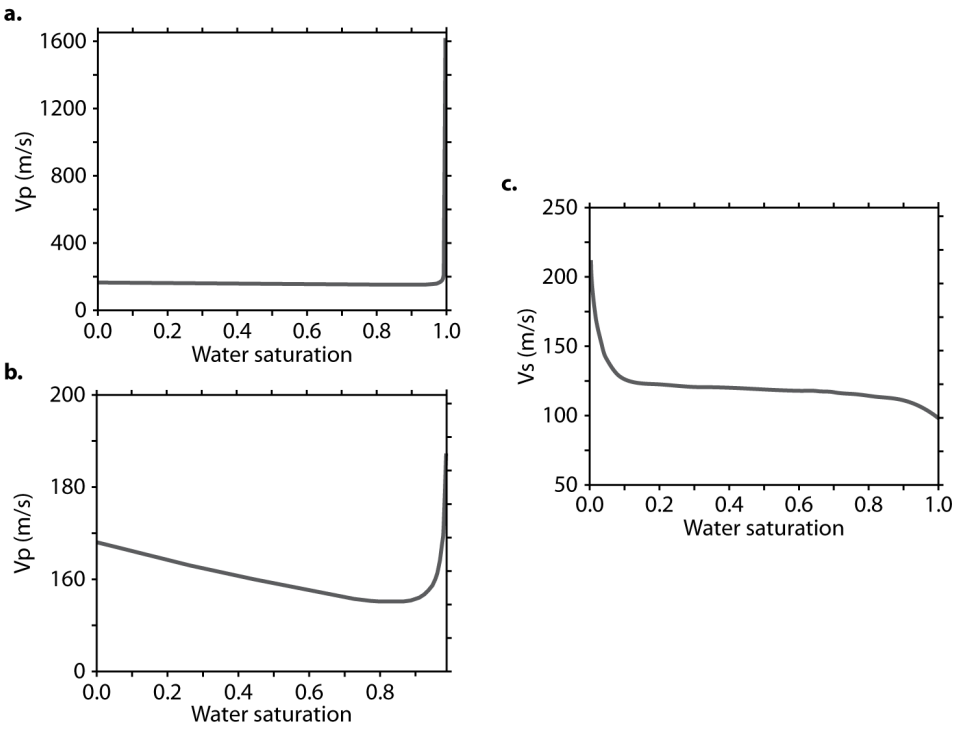


Figure 1.6 : *Vitesses de propagation en fonction de la saturation en eau dans des sables. (a) V_P de 0 à 100 % de saturation, (b) V_P de 0 à 99 % de saturation (modifié d'après Bachrach et Nur, 1998). (c) V_S de 0 à 100 % de saturation (modifié d'après Cho et Santamarina, 2001)*

Développements théoriques

Parallèlement à ces études expérimentales, de nombreux développements théoriques ont été réalisés afin de caractériser, à l'aide de modèles conceptuels plus ou moins complexes, les propriétés mécaniques des matériaux en terme de géométrie, composition (minéraux et fluides), porosité (forme des pores, saturation, répartition des fluides), texture, pression, etc.

Dans leurs travaux, Voigt (1910) et Reuss (1929) définissent le milieu comme un empilement de n couches, correspondant chacune aux différents consituants du matériau (matrice solide, fluide, etc.). Chaque couche est alors caractérisée par les propriétés mécaniques intrinsèques de chacun des constituants. Cette définition, complétée par Hashin et Shtrikman (1962, 1963), permet de calculer les limites supérieures et inférieures des paramètres mécaniques effectifs du milieu.

Les milieux poreux ont également été conceptualisés par un empilement de sphères de diamètre identique, organisées de façon à former un système cristallin (p. ex. cubique, hexagonal). Ces modèles reposent principalement sur les relations de contrainte-déformation au contact entre les particules sphériques. Ces comportements ont été décrits pour la première fois par Hertz (1882) dans le cas des forces normales, puis par Cattaneo (1938) et Mindlin (1949) pour les forces tangentielles. La géométrie de ces empilements a également été étudiée, notamment par Gassmann (1951a), puis dans de nombreux travaux (p. ex. Brandt, 1955 ; Dvorkin *et al.*, 1999). Gassmann (1951b) a parallèlement développé un modèle permettant de prédire les vitesses dans un milieu saturé par un fluide A (p. ex. de l'eau) à partir des vitesses mesurées dans le même milieu saturé par un fluide B (p. ex. de l'air), et *vice versa*. Ce modèle fait l'hypothèse qu'il n'existe aucun mouvement relatif entre le fluide et la matrice solide pendant le passage de l'onde. Pour rendre compte de ces effets lors du passage d'un fluide plus ou moins visqueux à travers le milieu poreux, Biot (1956a,b) a introduit le concept de « fréquence caractéristique » qui permet de séparer les effets haute-fréquence (liés à la viscosité et au mouvement du fluide) et basse-fréquence (cas statique correspondant au modèle de Gassmann, 1951b). Plus récemment, Lee (2002) a proposé une formulation modifiée de la théorie de Biot-Gassmann permettant de mieux prendre en compte les effets de consolidation et de pression différentielle. La théorie reste cependant peu performante dans les milieux très hétérogènes, peu perméables ou en présence de phénomènes de dissolution de la matrice solide par le fluide contenu dans les pores (Adam *et al.*, 2006).

Dans les milieux fracturés présentant de faibles porosités et perméabilités, les variations des rapports V_P/V_S sont souvent difficiles à prédire. Plusieurs modèles conceptuels ont été développés, assimilant généralement les pores et les fractures à des inclusions non-connectées à l'intérieur de la matrice solide (Kuster et Toksöz, 1974a,b ; Berryman, 1980 ; Takei, 2002). Une grande variété de formes (sphérique, elliptique, tubulaire, etc.) et de propriété (remplie d'air, de liquide, etc.) des inclusions a été étudiée (Berryman, 1995), permettant de modéliser des milieux de plus en plus complexes.

1.2 Utilisation des méthodes sismiques

Les méthodes sismiques ont été choisies ici pour caractériser les vitesses V_P et V_S dans la subsurface. La suite de ce chapitre présente les différentes techniques d'acquisition et de traitement des données sismiques associées à la sismique réfraction et l'analyse de la dispersion des ondes de surface. La mise en application de ces techniques est illustrée au fur et à mesure à l'aide de données réelles obtenues sur un site expérimental.

Le site de Dragvoll se trouve en Norvège, à environ 2 km au sud de Trondheim (Figure 1.7). Cette région côtière anciennement glaciaire est caractérisée par de nombreux dépôts d'argiles dites « rapides » (*quick clays*). Ces *quick clays* ont été à l'origine de nombreux glissements de terrain particulièrement destructeurs (L'Heureux *et al.*, 2012). En effet, même de faibles changements de contrainte (p. ex. l'activité de l'homme, l'érosion ou de fortes précipitations) peuvent entraîner une rupture de la cohésion entre les particules d'argile et déclencher un glissement. À l'origine, ces argiles ont été déposées dans un environnement marin pendant et/ou après la dernière période glaciaire. Après la déglaciation, le rebond isostatique a entraîné une diminution du niveau marin, conduisant à l'émersion de ces dépôts. Face à l'action des eaux de surface, le sel contenu

dans les argiles, qui garantissait auparavant leur cohésion, a été lessivé. Lorsque le lessivage du sel est suffisant, ces argiles peuvent devenir très instables (Sauvin *et al.*, 2013, 2014). Le site de Dragvoll a été sélectionné pour y implanter des puits d'injection de sel dans le cadre d'un projet de l'Université Norvégienne des Sciences et Technologie (NTNU) en collaboration avec le International Centre for Geohazards (ICG), l'Université d'Oslo (UiO) et NORSAR. Des prospections géophysiques ont été réalisées avant l'injection, puis seront reproduites à intervalle régulier après l'injection afin de suivre l'évolution des paramètres géotechniques des *quick clays* pendant la diffusion du sel.

La zone d'étude est un carré d'environ 100 m de côté, présentant une fine couche de tourbe en surface (moins de 1 m d'épaisseur). Sous cette couche superficielle se trouvent des *quick clays* complètement saturées, déposées à l'intérieur d'un bassin arrondi formé par l'érosion dans le socle granitique. Dans la partie sud-est du site, le socle est presque affleurant, alors qu'il descend jusqu'à environ 30 m de profondeur dans la partie nord-ouest (Kummeneje, 1969). La forte homogénéité latérale des *quick clays* et la présence du socle granitique à faible profondeur offrent des conditions idéales pour la validation des techniques d'acquisition et de traitement sismique utilisées par la suite.

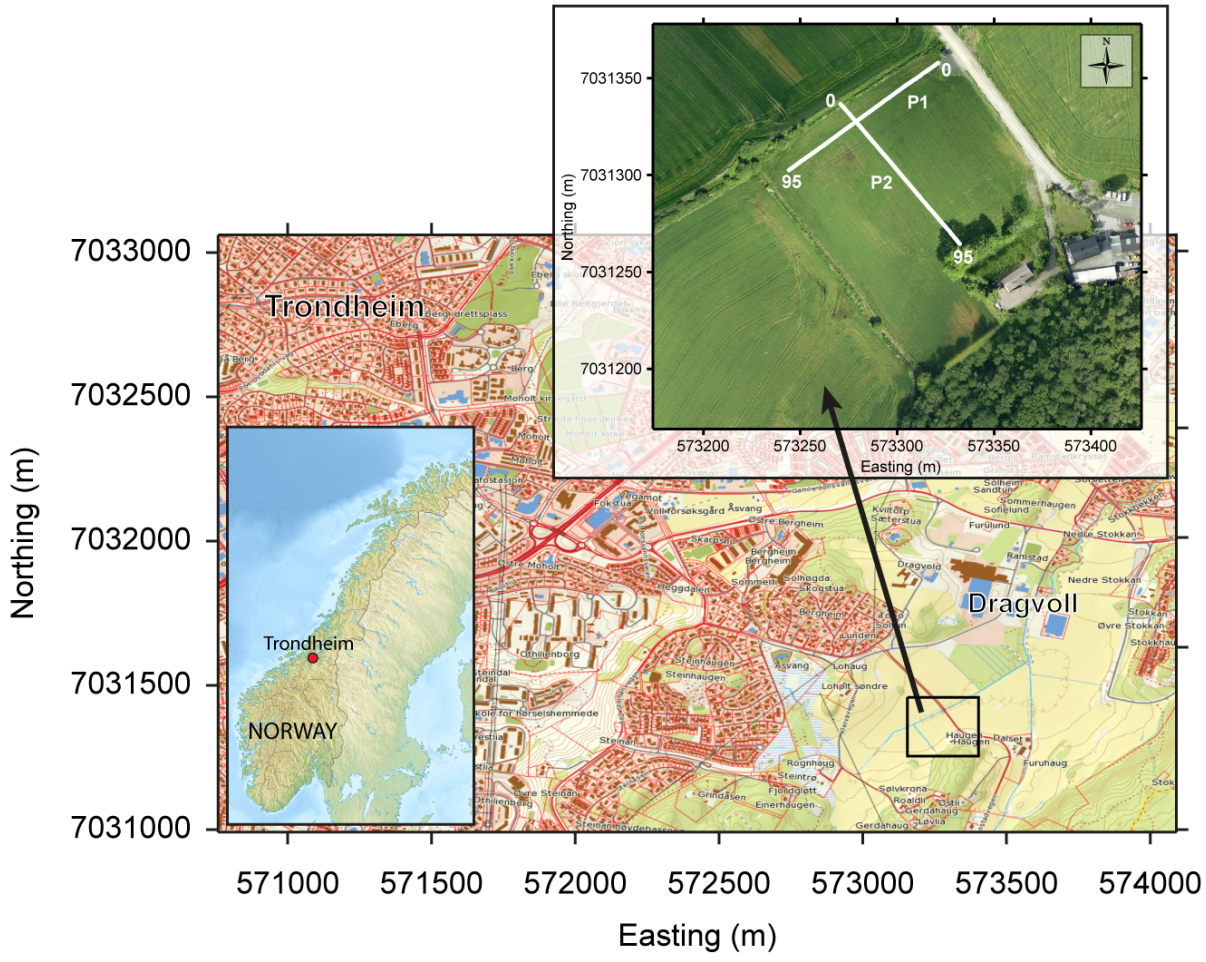


Figure 1.7 : *Le site de Dragvoll se trouve à 2 km au sud-est de Trondheim en Norvège. Le site est un carré de 100 m de côté, sur lequel 2 profils sismiques perpendiculaires ont été implantés. Le profil 1 est orienté nord-est sud-ouest et le profil 2 nord-ouest sud-est. Les deux profils sont composés de 72 géophones espacés de 1 m avec un roll-along de façon à obtenir une longueur de profil de 95 m. Les deux profils se croisent respectivement en* $x_1 = 52$ *m et* $x_2 = 12$ *m.*

1.2.a Stratégie d'acquisition

Les capteurs

Dans la plupart des prospections sismiques, les ondes sismiques sont enregistrées [5] à l'aide de géophones (Figure 1.8) répartis à intervalle régulier le long d'un profil (ou selon une maille régulière dans le cas 3D). Ces géophones sont composés d'une masse magnétique montée sur un ressort à l'intérieur d'une bobine. Lors du passage d'une onde dans le sol, les vibrations engendrées dans le géophone mettent la masse magnétique en mouvement. La bobine produit alors une force électromotrice (et donc un signal électrique) proportionnel à la vitesse de déplacement du sol (Mari *et al.*, 2001a ; Milsom et Eriksen, 2011). En fonction de l'orientation du ressort et de la bobine, on enregistre le déplacement du sol dans différentes directions. En proche surface, on utilise généralement des géophones mono-composante, mais la sismique pétrolière utilise des capteurs multi-composantes depuis plusieurs années pour enregistrer simultanément toutes les composantes du champ d'onde (Simmons et Backus, 2003 ; Paulsson *et al.*, 2004 ; Backus *et al.*, 2006).

Les géophones sont par ailleurs fortement influencés par la fréquence de vibration naturelle du système suspendu (appelée fréquence de coupure). Pour des fréquences inférieures à cette fréquence de coupure, les signaux sont fortement atténués, il est donc nécessaire de choisir le type de géophone en fonction du contenu fréquentiel des signaux à enregistrer. Les signaux généralement enregistrés dans le domaine de la prospection sismique classique (ondes de volume) ont un contenu fréquentiel plus haute fréquence que les ondes de surface. Dans le cas d'une acquisition conjointe ondes de volume - ondes de surface, il est donc préférable d'utiliser des géophones à fréquence de coupure la plus basse possible (le plus souvent inférieure à 14 Hz).

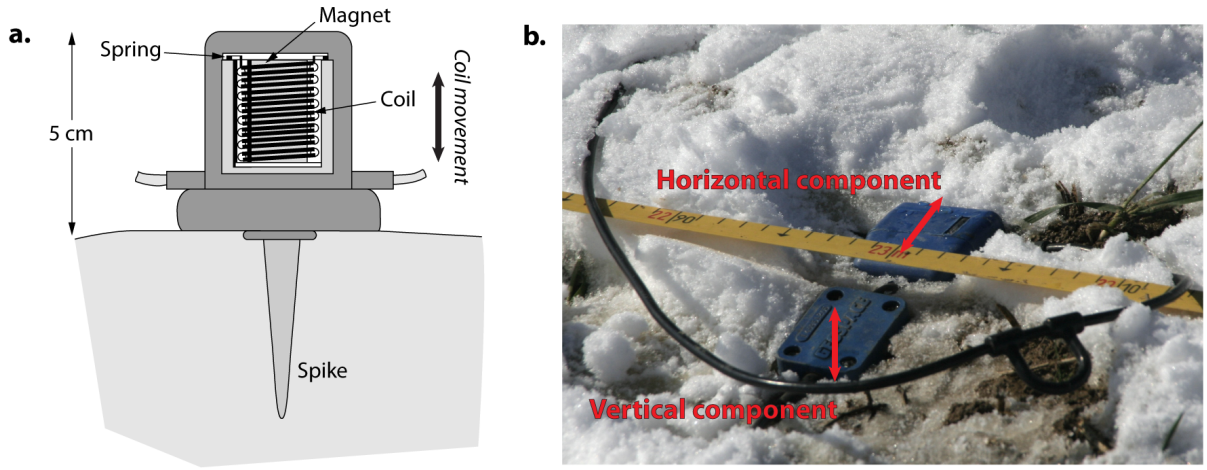


Figure 1.8 : *(a) Schéma d'un géophone à composante verticale (modifié d'après Milsom et Eriksen, 2011). (b) Géophones 14 Hz à composante horizontale (en haut) et verticale (en bas) utilisés pour les expérimentations de terrain.*

La source

Pour générer des ondes de compression, on utilise généralement une plaque en métal posée au sol (Figure 1.9a) que l'on vient vient percuter verticalement avec une masse ou un marteau (Telford *et al.*, 1990 ; Milsom et Eriksen, 2011). En utilisant des géophones à composante verticale,

5. Les ondes sismiques ne sont pas à proprement parlé « enregistrées ». En effet on enregistre les déplacements du sous-sol liés à la propagation des ondes sismiques.

on peut alors enregistrer conjointement les ondes P et les ondes de Rayleigh qui sont également générées lors de l'impact. Ce type de source offre un rendement élevé et produit un signal très énergétique et fortement répétable, même en cas de changement d'opérateur (Kaiser *et al.*, 2009). Elle permet de réaliser des acquisitions avec un grand nombre de positions de source sur de relativement grandes distances (à l'échelle d'une acquisition classique de proche surface, c'est-à-dire plusieurs centaines de mètres).

À l'inverse, on utilise des géophones à composante horizontale orientés perpendiculairement à la direction de propagation pour enregistrer les ondes S et les ondes de Love. Dans ce cas, il est important d'implanter les géophones de façon parfaitement horizontale pour n'enregistrer que la composante horizontale du champ d'onde, et éviter ainsi de corrompre les enregistrements avec des ondes P plus rapides. Pour générer des ondes S (et des ondes de Love en présence d'une ou plusieurs interfaces dans le milieu), l'impact de la masse se fait horizontalement sur un objet rigide (madrier, rail de chemin de fer, etc.) couplé avec la surface du sol par un poids (opérateur, véhicule, etc.). Des sources plus évoluées ont été développées pour améliorer le couplage avec le sol et rendre leur utilisation opérationnelle plus aisée. Ces sources sont généralement constituées d'une plaque métallique disposée sur le sol et maintenue latéralement stable lors de l'impact grâce à des pointes vissées sous la surface de la plaque. Deux autres plaques, fixées verticalement de chaque côté de la plaque principale, servent de point d'impact pour la masse (Haines, 2007). Ce type de source (appelée par la suite *S-Box*) offre une bonne répétabilité du signal impulsionnel, mais présente le désavantage d'avoir un poids généralement très élevé (parfois supérieur à 20 kg) rendant son utilisation difficile voire dangereuse (Figure 1.9b).

Parallèlement à ces sources impulsionnelles, on utilise fréquemment des sources vibratoires de type pot vibrant pour générer des ondes S dans le cadre de la caractérisation de la subsurface (Guy *et al.*, 2003 ; Polom *et al.*, 2010). Celles-ci présentent l'avantage d'avoir un signal source parfaitement connu et répétable à l'infini, mais sont relativement coûteuses et difficilement employables sur des terrains à fortes pentes ou accidentés (Figure 1.9c).

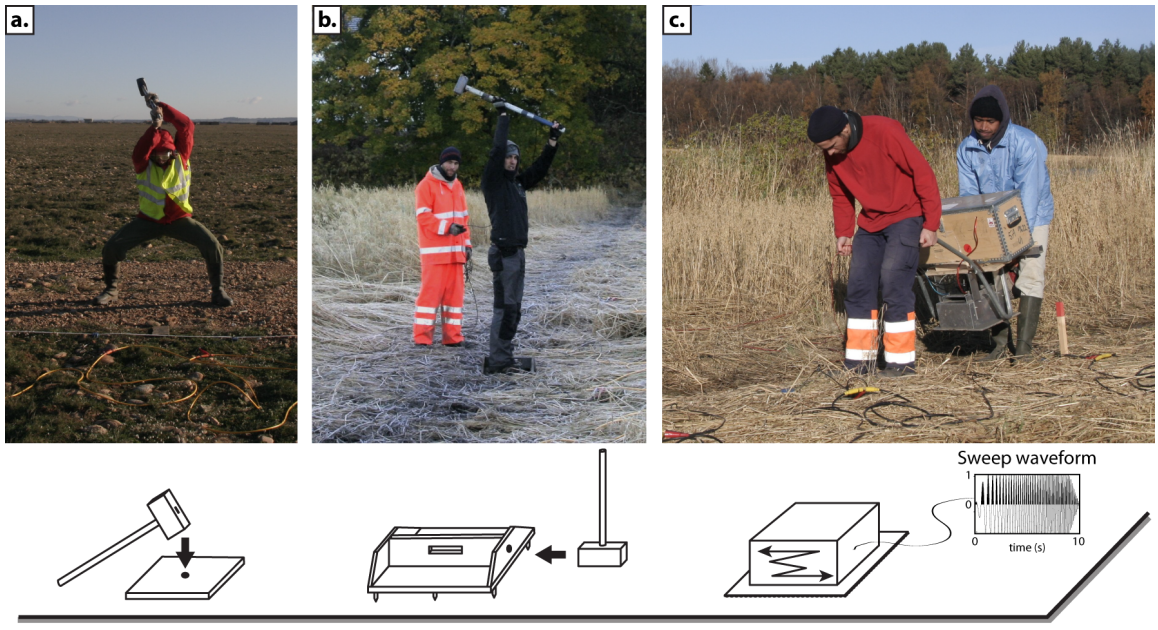


Figure 1.9 : *Différents types de sources sismiques employées en prospection géophysique de proche surface. (a) Source P « masse et plaque » (b) Source S « masse et S-Box ». (c) Source S vibrante (ElVis III S8, GEOSYM).*

Géométrie du dispositif

Lors de la mise en place du dispositif d'acquisition, l'espacement entre les géophones et leur nombre dépend des caractéristiques du milieu *a priori* (profondeur d'investigation et résolution latérale souhaitées) et des diverses contraintes matérielles et logistiques (type d'enregistreur disponible, longueur de câble, accessibilité du site, etc.). Pour dimensionner le dispositif, il est souvent nécessaire de se baser sur des résultats de modélisation directe obtenus à partir de modèles synthétiques issus des connaissances *a priori* sur le milieu.

En sismique réfraction [6], une règle simple (mais souvent imprécise) recommande de choisir une longueur de dispositif égale à huit fois la profondeur d'investigation souhaitée (Milsom et Eriksen, 2011). De même, on choisit généralement un écartement inter-géophone inférieur ou égal à la taille minimale de l'objet étudié. Dans la plupart des cas, on effectue des tirs dits « en *offset* », situés aux extrémités de la ligne de géophones (tirs directs et tirs inverses). Ces tirs doivent être positionnés suffisament loin du dispositif pour permettre d'imager les réfracteurs les plus profonds. En présence de fortes variations latérales (identifiables par des interprétations différentes entre les tirs directs et inverses), on réalise plusieurs tirs à intervalle régulier à l'intérieur du dispositif (généralement entre deux géophones). Lorsque l'on cherche à couvrir une grande distance (p. ex. sur route), on peut mettre en place des dispositifs d'acquisition en CMP (*Common Mid Point*), similaires à ceux utilisés en sismique réflexion. Dans ce cas, on déplace progressivement le dispositif (généralement d'un écartement inter-géophone) en effectuant un tir en bout après chaque déplacement. Cependant, ce type de configuration nécessite d'utiliser des géophones de type *land streamers* que l'on peut tirer entre deux positions. Ces géophones étant uniquement posés sur le sol, ils offrent un contact moins important avec le milieu ausculté et sont généralement plus sensibles au bruit environnant et aux irrégularités de surface.

Dans le cadre de la prospection par ondes de surface, on utilise principalement des dispositifs semblables à ceux utilisés en sismique réfraction, à ceci près qu'on se contente généralement d'effectuer des tirs au centre et aux deux extrémités du profil. L'extraction de la dispersion sur toute la longueur du dispositif apporte une information uniquement 1D qui ne prend pas en compte les variations latérales du milieu étudié. En présence de variations latérales importantes, on extrait la dispersion à partir de portions réduites du profil, et on réalise des tirs supplémentaires à l'intérieur du dispositif afin de sommer la dispersion sur une même portion de profil [7].

Paramètres d'acquisition

Pour extraire les temps de premières arrivées à partir d'un enregistrement, il est nécessaire de connaître avec précision l'instant t_0 auquel la masse vient heurter la source (dans le cas d'une source impulsionnelle). Pour cela, on utilise le plus souvent un accéléromètre fixé sur la masse et relié à l'enregistreur. Au moment de l'impact, l'accéléromètre envoie un signal électrique au sismographe qui déclenche alors l'enregistrement. On peut également utiliser un système de déclenchement « par contact ». Avec ce système, le contact entre la masse et la plaque (toutes deux métalliques dans ce cas) ferme un circuit électrique relié au sismographe et démarre alors l'enregistrement. Il peut arriver que le déclenchement soit décalé de quelques millisecondes (p. ex. dans des milieux très peu consolidés). Il est donc recommandé de garder un délai d'une dizaine de millisecondes avant le t_0 pour pouvoir recaler *a posteriori* le début du signal en cas de problème.

Afin d'améliorer le rapport signal sur bruit, on effectue généralement, pour une même position de source, une série de tirs que l'on somme au fur et à mesure (opération appelée *stacking*). Le nombre de *stacks* dépend du niveau de bruit ambiant, de la distance maximum source-récepteur et des propriétés d'atténuation du milieu. Si un nombre trop faible de *stacks* ne permet généralement

6. Une description détaillée de la méthode est faite §1.2.b
7. Les techniques d'extraction et d'inversion de la dispersion des ondes de surface sont détaillées §1.2.c

pas de détecter les premières arrivées sur les récepteurs les plus éloignés de la source, un nombre trop important augmente considérablement le temps d'acquisition. Il est important de noter que la plupart des enregistreurs sismiques actuels réalisent l'opération de *stacking* directement pendant l'acquisition et ne permettent pas à l'opérateur de supprimer *a posteriori* un *stack* intermédiaire de mauvaise qualité [8]. Il est donc nécessaire de vérifier la qualité des *stacks* intermédiaires au cours de l'acquisition, surtout lorsque leur nombre est faible (et que l'influence d'un unique *stack* devient très élevée sur la qualité de l'enregistrement final). Dans les travaux présentés ci-après, on réalise en général de 4 à 6 *stacks* pour les ondes P, et de 6 à 10 pour les ondes S.

Si les temps de parcours des ondes de volume sont généralement très courts (le plus souvent inférieurs à 250 ms sur un profil de 100 m de long), le temps de propagation des ondes de surface est beaucoup plus long en raison des faibles vitesses de ces ondes. Il est donc important de choisir une durée d'enregistrement suffisament longue (généralement de 1.5 à 2 s) pour chaque tir afin d'enregistrer la propagation de tout le train d'onde depuis la source jusqu'au récepteur le plus éloigné. De même, l'échantillonnage en temps est défini de façon à reconstruire toutes les composantes du champ d'onde des signaux que l'on cherche à enregistrer. Dans le cas des ondes sismiques, les signaux se propagent à des fréquences pouvant varier de 5 à 100-200 Hz. La fréquence d'échantillonnage doit donc être choisie au moins deux fois supérieure à la fréquence maximale d'intérêt (c.-à-d. autour de 400 Hz). Cependant, un échantillonnage plus important (jusqu'à 1000 Hz) permet d'enregistrer les très hautes fréquences pour la caractérisation des couches superficielles avec les ondes de surface (Rydén *et al.*, 2004 ; Dhemaied *et al.*, 2014b).

Résumé : une stratégie d'acquisition commune

L'étude conjointe de la variabilité latérale des V_P et V_S à l'échelle métrique ou décamétrique nécessite une forte redondance des données le long d'un même profil. L'écartement des géophones et leur nombre déterminent la résolution latérale et la profondeur d'investigation, de même que le nombre de sources et leurs positions. Le choix de la source et l'orientation des géophones dépendent du type d'onde que l'on souhaite enregistrer, de même que l'échantillonnage et la durée d'enregistrement. Afin d'obtenir le maximum d'informations sur les variations latérales des vitesses V_P et V_S à partir d'un même dispositif, une méthodologie d'acquisition commune pour l'enregistrement simultané des ondes P et de surface a été mise en œuvre sur le site de Dragvoll. Parallèlement, un dispositif identique a été utilisé pour enregistrer de façon systématique les ondes SH et comparer les résultats obtenus par l'analyse de la dispersion des ondes de surface à ceux issus de la réfraction en ondes SH.

Exemple de Dragvoll

Dispositif d'acquisition

Deux profils sismiques perpendiculaires ont ainsi été implantés sur le site (Figure 1.7). Le profil 1 (P1) est orienté nord-est sud-ouest et présente des variations topographiques très faibles (moins de 1 m de dénivelé entre le début et la fin de la ligne). Le profil 2 (P2) est orienté nord-ouest sud-est et présente une légère pente (environ 3 %) vers le nord-ouest. Les deux profils se croisent respectivement en $x_1 = 52\ m$ et $x_2 = 12\ m$.

Pour chaque profil, 72 géophones ($Ng = 72$) espacés de 1 m ($\Delta g = 1$ m) ont été installés (Figure 1.10). L'acquisition conjointe ondes P - ondes de Rayleigh a été effectuée à l'aide de géophones à composante verticale avec une fréquence de coupure de 14 Hz. Des géophones à composante horizontale avec une fréquence de coupure identique ont ensuite été utilisés pour

8. La qualité d'un tir peut être dégradée lorsque le niveau de bruit est particulièrement élevé, ou que des problèmes de déclenchement à l'impact ont entraîné un décalage du t_0.

l'acquisition en ondes SH. Les tirs ont été effectués entre chaque position de géophone ($\Delta s = 1$ m), et aux deux extrémités du profil (décalés de $\Delta g/2$ à l'extérieur du dispositif). Une fois les 73 premiers tirs effectués, les 24 premiers géophones ont été déplacés à la fin du profil (opération appelée *roll-along*), et 73 nouveaux tirs ont été réalisés. On obtient alors un profil d'une longueur totale de 95 m, avec 146 tirs réalisés et 10512 traces actives.

Une plaque métallique et une masse de 5 kg (Figure 1.9a) ont été utilisées pour le profil en ondes P et ondes de Rayleigh, avec 6 *stacks* pour chaque position de source. Les ondes SH ont été générées à l'aide d'une *S-Box* développée à l'UMR METIS (Figure 1.9b). Pour chaque position de source, 8 *stacks* ont été effectués à l'aide de la même masse. Pour les deux acquisitions, le pas d'échantillonnage était de 1 ms et la durée d'enregistrement de 2 s.

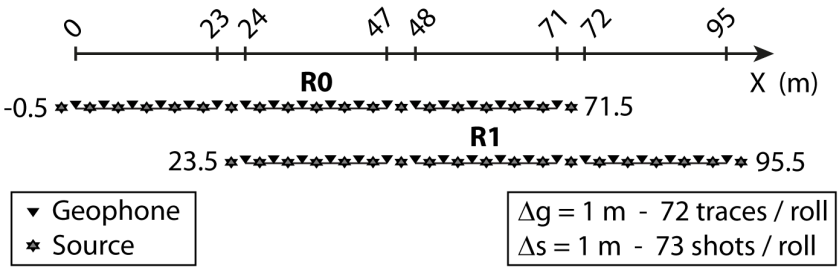


Figure 1.10 : *Dispositif d'acquisition utilisé pour l'acquisition conjointe ondes P - ondes de Rayleigh et l'acquisition en ondes SH. Ce dispositif a été utilisé pour P1 et P2.*

Sismogrammes enregistrés

Les évènements sismiques sont bien visibles sur les données obtenues. Aucun pré-traitement spécifique n'a donc été requis, à l'exception d'une normalisation permettant de compenser l'atténuation géométrique sur les traces les plus éloignées de la source. Pour les profils P1 et P2, les premières arrivées des ondes P et SH sont facilement identifiables sur les données brutes, et ce quelle que soit la distance source-récepteur (appelée également *offset*). Les tirs direct ($x = -0.5$ m) et inverse ($x = 95.5$ m) sont représentés pour les deux profils (P1, Figure 1.11 et P2, Figure 1.12).

Profil P1 Sur les enregistrements en ondes P obtenus le long du profil 1 (PP1, Figures 1.11a et 1.11b), les premières arrivées des ondes de compression (P) sont facilement identifiables avant 0.15 s, avec une vitesse apparente de 155 m/s pour les deux premières traces, et de 1500 m/s pour le reste du sismogramme. Elles sont suivies par l'onde aérienne (A), caractérisée par de plus hautes fréquences et une vitesse de 340 m/s. Les ondes de Rayleigh (R) arrivent en dernier, et correspondent au train d'onde basse fréquence de forte amplitude présentant une vitesse apparente de 135 m/s.

Les enregistrements en ondes SH (PSH1, Figures 1.11c et 1.11d) contiennent des signaux plus basses fréquences, avec les premières arrivées des ondes de cisaillement (SH) directement suivies par les ondes de Love (L). Les premières arrivées SH ont une vitesse apparente de 60 m/s pour les 3 premières traces, puis de 145 m/s pour les traces suivantes.

Profil P2 Les sismogrammes enregistrés en ondes P le long du profil 2 (PP2, Figures 1.12a et 1.12b) sont extrêmement similaires à ceux obtenus pour le profil PP1. Les premières arrivées des ondes P sont clairement visibles avant 0.15 s (P). Ces premières arrivées ont une vitesse apparente de 180 m/s sur les 3 premières traces, puis de 1500 m/s pour le reste du sismogramme. Vers la fin du profil, une troisième pente apparaît nettement, avec une vitesse apparente de

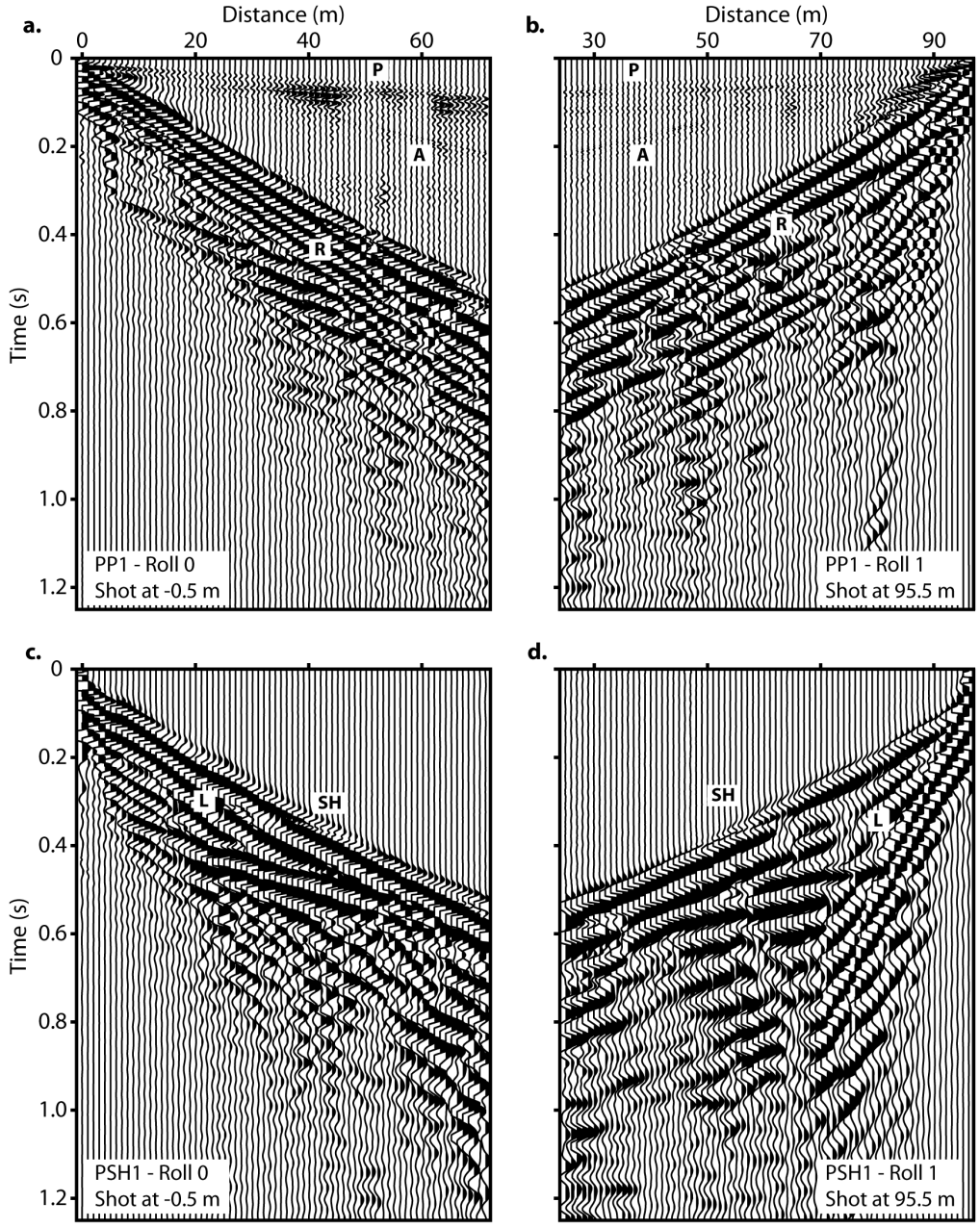


Figure 1.11 : *Sismogrammes enregistrés pour les tirs direct ($x = -0.5$ m) et inverse ($x = 95.5$ m) le long du profil P1. Sur le tir direct (a) et le tir inverse (b) du profil en ondes P (PP1), on peut observer les premières arrivées des ondes de compression (P), l'onde aérienne (A) et les ondes de Rayleigh (R). Les tirs direct (c) et inverse (d) du profil en ondes SH (PSH1) présentent des évènements cohérents qui correspondent aux premières arrivées des ondes de cisaillement (SH) et au train d'ondes de Love (L).*

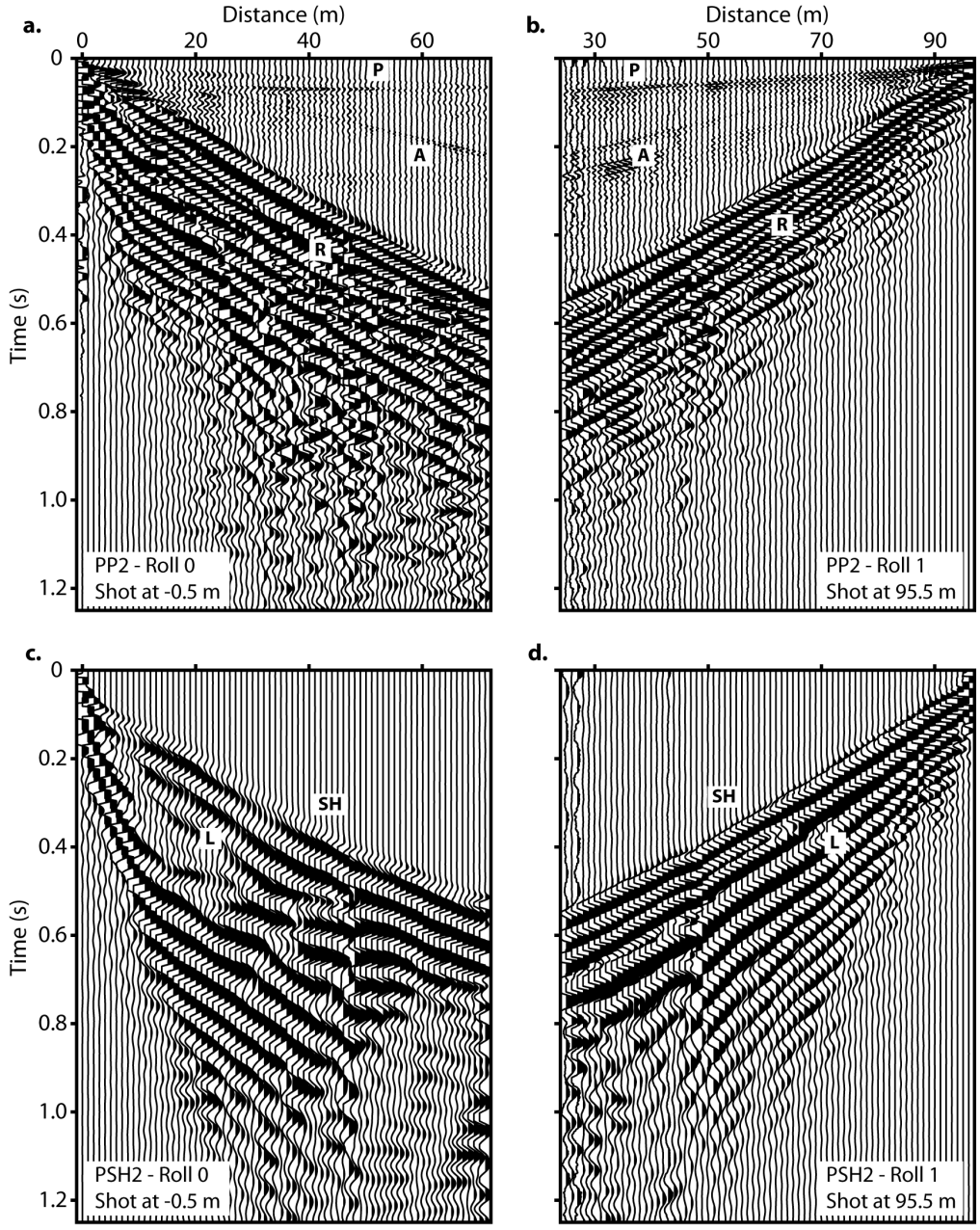


Figure 1.12 : *Sismogrammes enregistrés pour les tirs direct ($x = -0.5$ m) et inverse ($x = 95.5$ m) le long du profil P2. Sur le tir direct (a) et le tir inverse (b) du profil en ondes P (PP2), on peut observer les premières arrivées des ondes de compression (P), l'onde aérienne (A) et les ondes de Rayleigh (R). Les tirs direct (c) et inverse (d) du profil en ondes SH (PSH2) présentent des évènements cohérents qui correspondent aux premières arrivées des ondes de cisaillement (SH) et au train d'ondes de Love (L).*

l'ordre de 3500 m/s. L'onde aérienne (A) est également présente sur les enregistrements avec un contenu plus haute fréquence et une vitesse de 340 m/s. Les ondes de Rayleigh (R) sont encore une fois omniprésentes, avec une vitesse apparente faible (environ 135 m/s) et une signature basses fréquences - fortes amplitudes typique des ondes de surface.

Les enregistrements en ondes SH obtenus le long du profil 2 (PSH2, Figures 1.12c et 1.12d) contiennent des évènements cohérents qui correspondent aux premières arrivées des ondes de cisaillement (SH). Ces premières arrivées présentent trois vitesses apparentes distinctes : 55 m/s pour les deux premières traces, 135 m/s pour les 50 traces suivantes, et 165 m/s pour le reste du sismogramme. Ces premières arrivées sont suivies directement par les ondes de Love (L) qui se propagent avec une vitesse apparente proche de celle des premières arrivées des ondes SH.

1.2.b La sismique réfraction

Les ondes de volume sont utilisées depuis de nombreuses années en prospection sismique, notamment en sismique réfraction pour estimer les variations de vitesse dans le sous-sol lorsque celles-ci sont croissantes avec la profondeur. La sismique réfraction se base sur l'étude des temps de trajet des ondes de volume (P et S) se propageant dans toutes les directions à partir d'un point source. Les temps de premières arrivées sont pointés automatiquement ou manuellement en fonction du niveau de bruit présent sur les données. On considère généralement que les temps d'arrivée[9] se situent au pied de la première oscillation enregistrée sur chaque trace du sismogramme. Dans un milieu 1D, les temps d'arrivée forment des droites dont les pentes correspondent à l'inverse de la vitesse dans la couche le long de laquelle l'onde est réfractée.

Les différentes méthodes d'interprétation de la sismique réfraction sont détaillées dans de nombreux ouvrages et articles scientifiques (Wyrobek, 1956 ; Hagedoorn, 1959 ; Palmer, 1981, 1990 ; Haeni, 1986b ; Telford *et al.*, 1990 ; Sheriff et Geldart, 1995 ; Mari *et al.*, 2001a ; Milsom et Eriksen, 2011). Cette partie n'a pas vocation à faire un descriptif exhaustif et détaillé de toutes les méthodes existantes et des techniques de traitement, mais plutôt de présenter succintement les différentes techniques permettant d'estimer les vitesses V_P et V_S utilisées dans les travaux présentés dans la suite de ce manuscrit.

Interprétation en couches

Dans un milieu tabulaire présentant des couches à vitesse constante, l'interprétation en couches (Wyrobek, 1956 ; Dobrin, 1988 ; Haeni, 1986b ; Milsom et Eriksen, 2011) permet de retrouver les épaisseurs et les vitesses de ces différentes couches. Les temps d'arrivée sont représentés en fonction de la position des récepteurs pour former des « hodochrones ». Avec ce type de représentation, les premières arrivées correspondant à un même réfracteur forment des segments dont la pente est égale à la lenteur, soit l'inverse de la vitesse de l'onde dans la couche en question. Dans un milieu tabulaire, les hodochrones des tirs directs et inverses sont parfaitement symétriques. En prolongeant les différents segments de droite de façon à intersecter l'axe des temps au niveau de la position du tir, on obtient un temps dit « intercept ». Associé aux vitesses des différentes couches, ce temps permet de retrouver l'épaisseur de la couche étudiée. Dans le cas d'une inversion de vitesse ($V_2 < V_1$) ou en présence d'une couche mince, on a affaire à des couches dites « cachées » dont il sera impossible d'estimer les vitesses et les épaisseurs.

Pour un milieu à deux couches dont l'interface est parallèle à la surface, on a :

$$d_1 = \frac{t_1}{2} \frac{V_1 V_2}{\sqrt{V_1^2 + V_2^2}} \ , \tag{1.23}$$

9. Le terme « temps d'arrivée » est utilisé dans la suite de ce manuscrit pour désigner les « temps de premières arrivées des ondes de volume ».

où d_1 est l'épaisseur de la 1re couche, t_1 le « temps-intercept » correspondant au 1er réfracteur et V_1 et V_2 les vitesses de propagation dans les 1re et 2e couches (Figure 1.13).

Pour un milieu à n couches, on peut généraliser l'équation 1.23 :

$$d_k = \frac{t_k}{2}\frac{V_k V_{k+1}}{\sqrt{V_{k+1}^2 + V_k^2}} - \sum_{j=1}^{k-1} d_j \sqrt{\frac{1 - \frac{V_j^2}{V_{k+1}^2}}{\frac{V_j^2}{V_k^2} - \frac{V_j^2}{V_{k+1}^2}}}\ , \tag{1.24}$$

où d_k est l'épaisseur de la k^e couche, d_j est l'épaisseur de la j^e couche, t_k le « temps-intercept » correspondant au k^e réfracteur et V_k, V_{k+1}, V_j et V_{j+1} les vitesses dans les k^e, $k+1^e$, j^e et $j+1^e$ couches.

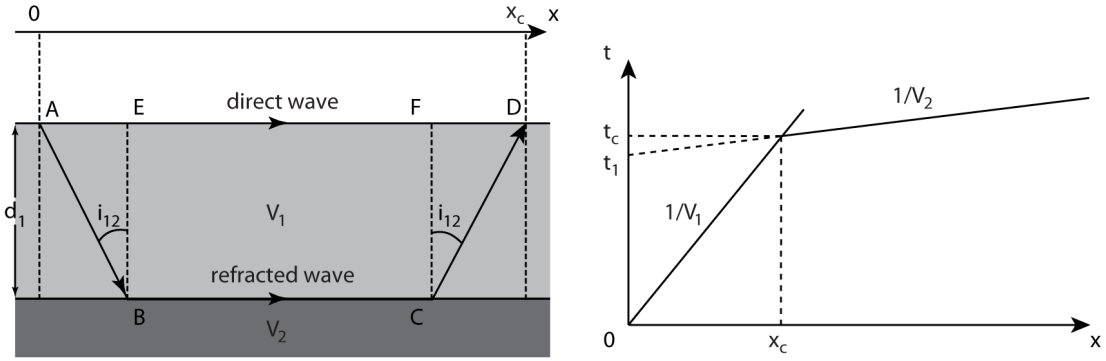


Figure 1.13 : *Réfraction pour un terrain à deux couches horizontales.*

En présence de fortes variations latérales d'épaisseur et de vitesse au sein d'une même couche, on peut également utiliser la Méthode Générale Réciproque (GRM pour *Generalized Reciprocal Method*). Cette méthode, décrite par Palmer (1981, 1990), est une généralisation de la méthode *plus-minus* introduite par Hagedoorn (1959). Elle permet de représenter les variations latérales de vitesse et de profondeur des différents réfracteurs en utilisant plusieurs couples de tirs direct et inverse répartis le long d'un profil sismique. Cette méthode est très efficace pour des terrains présentant un faible nombre de couches et des réfracteurs facilement identifiables sur les hodochrones, mais reste difficile à mettre en œuvre en présence de gradient de vitesse ou de terrains multi-couches.

Une analyse géométrique plus poussée permet d'étudier les milieux présentant des plans inclinés entre les différentes couches. Dans ce cas, les hodochrones obtenues grâce aux tirs directs et inverses ne sont plus symétriques, et les segments correspondant aux différentes couches présentent alors des pentes différentes qui correspondent à des vitesses dites « apparentes ». Pour simplifier l'interprétation, des codes de calcul direct permettant de reconstruire géométriquement les hodochrones théoriques à partir de modèles de vitesses multi-couches et multi-pendages peuvent être utilisés.

Tomographie des temps d'arrivée

La tomographie sismique permet d'imager les variations de vitesse du sous-sol en 2D ou 3D à partir des temps d'arrivée observés sur les enregistrements sismiques. L'approche générale se base sur l'hypothèse selon laquelle une source sismique produit un signal avec des longueurs d'onde très faibles par rapport à la taille des hétérogénéités rencontrées dans le milieu traversé (signal source haute fréquence). Dans ce cas, la propagation d'une onde sismique peut être correctement modélisée par des rais qui se propagent depuis les positions de source vers les positions de

récepteur à travers un modèle discret du milieu dont chaque cellule est associée à une vitesse. Les vitesses de chacune des cellules du modèle sont ensuite corrigées dans un processus itératif en fonction des écarts entre les temps observés et calculés (appelés résidus) jusqu'à converger vers un modèle de vitesse final minimisant ces résidus (Lehmann, 2007 ; Nowack et Li, 2009).

En géophysique de proche surface, cette approche peut se révèler inadaptée à cause du rapport souvent trop faible entre la fréquence du signal et la taille des objets à détecter, entraînant ainsi des phénomènes de diffraction. Une approche alternative permet de prendre en compte de manière partielle ces phénomènes en modélisant le signal par un volume de Fresnel (Watanabe *et al.*, 1999). Ce volume est défini par un ensemble de formes d'onde arrivant toutes au minimum dans un délai d'une demi-période de la forme d'onde la plus rapide (Červený et Soares, 1992). Un point B se situe dans le volume si et seulement si :

$$t_{AB} + t_{BC} - t_{AC} \leqslant \frac{1}{2f} \ , \tag{1.25}$$

où t_{AB}, t_{BC} et t_{AC} sont les temps de trajet respectivement de A à B, de B à C et de A à C. f désigne la fréquence (Figure 1.14). L'équation 1.25 signifie que le point B appartient au volume de Fresnel si la différence entre le temps de trajet du rai passant par le point B et le temps de trajet le plus court est inférieure à la moitié de la période T ($T = 1/f$). La largeur du volume de Fresnel est ainsi inversement proportionnelle à la racine carrée de la fréquence.

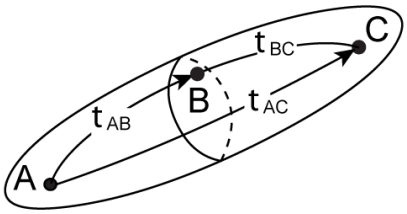


Figure 1.14 : *Représentation schématique d'un volume de Fresnel correspondant à une source A et un récepteur C (modifié d'après Červený et Soares, 1992 et Watanabe et al., 1999).*

Schuster et Quintus-Bosz (1993) ont proposé une méthode d'inversion utilisant cette approche, appelée *Wave Eikonal Traveltime inversion*, ou inversion WET. Elle permet d'inverser le champ de lenteur $p(x)$ en minimisant une fonction « coût » [10] ϵ entre la phase de l'ondelette de première arrivée observée (Φ^{obs}) et celle calculée (Φ^{calc}) :

$$\epsilon = \frac{1}{2} \sum_s \sum_r \sum_\omega R_{rs}(\omega) \delta\Phi(x_r, x_s, \omega)^2 \ , \tag{1.26}$$

avec ω la fréquence, x_s la position de source, x_r la position de récepteur, $R_{rs}(\omega)$ un facteur de pondération arbitraire et $\delta\Phi(x_r, x_s, \omega)$ l'écart entre les phases des premières arrivées observées et calculées défini par :

$$\delta\Phi(x_r, x_s, \omega) = \Phi^{calc}(x_r, x_s, \omega) - \Phi^{obs}(x_r, x_s, \omega) \ , \tag{1.27}$$

La fonction « coût » ϵ est minimisée par une méthode itérative d'optimisation par gradient telle que :

$$p(x)_{k+1} = p(x)_k - \alpha_k \gamma(x) \ , \tag{1.28}$$

10. La fonction « coût » (également appelée fonction « erreur », ou *misfit function*) correspond à une fonction que l'on cherche à minimiser pendant le processus d'inversion. Il s'agit généralement de l'écart au sens des moindres carrés entre les données (temps d'arrivée, courbes de dispersion, etc.) observées sur le terrain et théoriques (c.-à-d. calculées avec un code de calcul direct pour un modèle de vitesse donné).

avec $\gamma(x)$ le gradient de descente, k l'indice des itérations, $p(x)_k$ la lenteur à l'itération k et α_k le pas à effectuer le long du gradient à l'itération k. Le gradient $\gamma(x)$ est défini tel que :

$$\gamma(x) = \frac{\partial \epsilon}{\partial p(x)} = \sum_s \sum_r \sum_\omega R_{rs}(\omega) \frac{\delta \Phi^{calc}(x_r, x_s, \omega)}{\delta p(x)} \delta \Phi(x_r, x_s, \omega) \ , \tag{1.29}$$

Schuster et Quintus-Bosz (1993) ont montré qu'il était possible de formuler le gradient avec les temps d'arrivée (l'observable en sismique réfraction) en linéarisant la phase :

$$\gamma(x) = \frac{2p(x)A_{rs}({\tau_{rs}}^{calc} - {\tau_{rs}}^{obs})}{A_{xr}A_{xs}} \int_{-\infty}^{+\infty} \omega^3 R_{rs}(\omega) \sin(\omega[\tau_{xs} + \tau_{xr} - \tau_{rs}]) d\omega \ , \tag{1.30}$$

avec ${\tau_{ij}}^{calc}$ le temps de trajet calculé par l'équation eikonale pour une source positionnée en i et un récepteur positionné en j avec une distribution de lenteur $p(x)$ et A_{ij} le terme d'expansion géométrique de la première arrivée. Pour un signal source en forme de Ricker à bande limitée $2\omega_0$ et à fréquence centrale $\omega_c \approx 0$, on peut remplacer l'intégration de $-\infty$ à $+\infty$ de l'équation 1.30 par une intégration de -ω_0 à $+\omega_0$:

$$\gamma(x) = \frac{2s(x)A_{rs}({\tau_{rs}}^{calc} - {\tau_{rs}}^{obs})}{A_{xr}A_{xs}} W'''(\tau_{xs} + \tau_{xr} - \tau_{rs}) \ , \tag{1.31}$$

où W''' correspond à l'ondelette de Ricker dans le domaine temporel. Dans ce cas, le trajet de l'onde est lié au spectre d'amplitude de l'ondelette source.

Les résultats de tomographie sismique présentés dans ce manuscrit ont été obtenus avec le code d'inversion RAYFRACT qui utilise la méthode WET (Sheehan *et al.*, 2005 ; Rohdewald, 2011). L'algorithme implémenté suit les recommandations ennoncées par Schuster et Quintus-Bosz (1993) et se décompose en plusieurs étapes :

1. pointé des temps d'arrivée τ_{rs} sur les sismogrammes obtenus pour chaque position de tir ;
2. calcul des temps d'arrivée synthétiques en résolvant l'équation eikonale sur un modèle initial avec un code en différences finies (Lecomte *et al.*, 2000) ;
3. le gradient $\gamma(x)$ est évaluée en chaque point du modèle à partir de l'équation 1.31. Les termes d'expansion géométriques peuvent être calculés par différences finies ou simplement par approximation avec l'inverse de la distance ;
4. le modèle de vitesse est perturbé selon l'équation 1.28 et ces étapes sont répétées de manière itérative jusqu'à atteindre le critère de convergence fixé (nombre d'itération maximal atteint, temps maximal dépassé, erreur RMS [11] invariante après n itérations, etc.).

Exemple de Dragvoll

Pointé des temps d'arrivée

Les temps d'arrivée ont été pointés manuellement pour tous les tirs de chacun des profils. Ces pointés sont représentés sur un diagramme qui montre la distribution des temps d'arrivée pour chaque couple de source-récepteur (Bauer *et al.*, 2010 ; Baumann-Wilke *et al.*, 2012). La diagonale indique les temps d'arrivée à *offset* nul, où les positions de source et de récepteur sont identiques. Cette représentation permet d'obtenir un premier aperçu de la répartition des vitesses dans la subsurface et de vérifier la cohérence latérale des pointés.

La distribution des temps d'arrivée des profils PP1 (Figure 1.15a) et PSH1 (Figure 1.16a) présente une très faible variabilité latérale. Cette distribution est couplée à une augmentation

11. L'erreur RMS (*Root Mean Square error* ou erreur quadratique moyenne) est l'écart entre les temps observés et les temps calculés au sens des moindres carrés.

linéaire des temps d'arrivée avec l'*offset*, et correspond très probablement à une structure de vitesse 1D en profondeur. Sur les pointés obtenus le long du profil PP2 (Figure 1.17a), les temps d'arrivée des ondes P montrent une tendance notable à la diminution avec l'*offset* vers la fin de la ligne (trait pointillé noir), probablement due à une augmentation de vitesse en profondeur liée à la remontée du socle granitique dans cette partie du site. Une telle tendance n'est cependant pas observée sur la distribution des temps d'arrivée des ondes SH sur le profil PSH2 (Figure 1.18a).

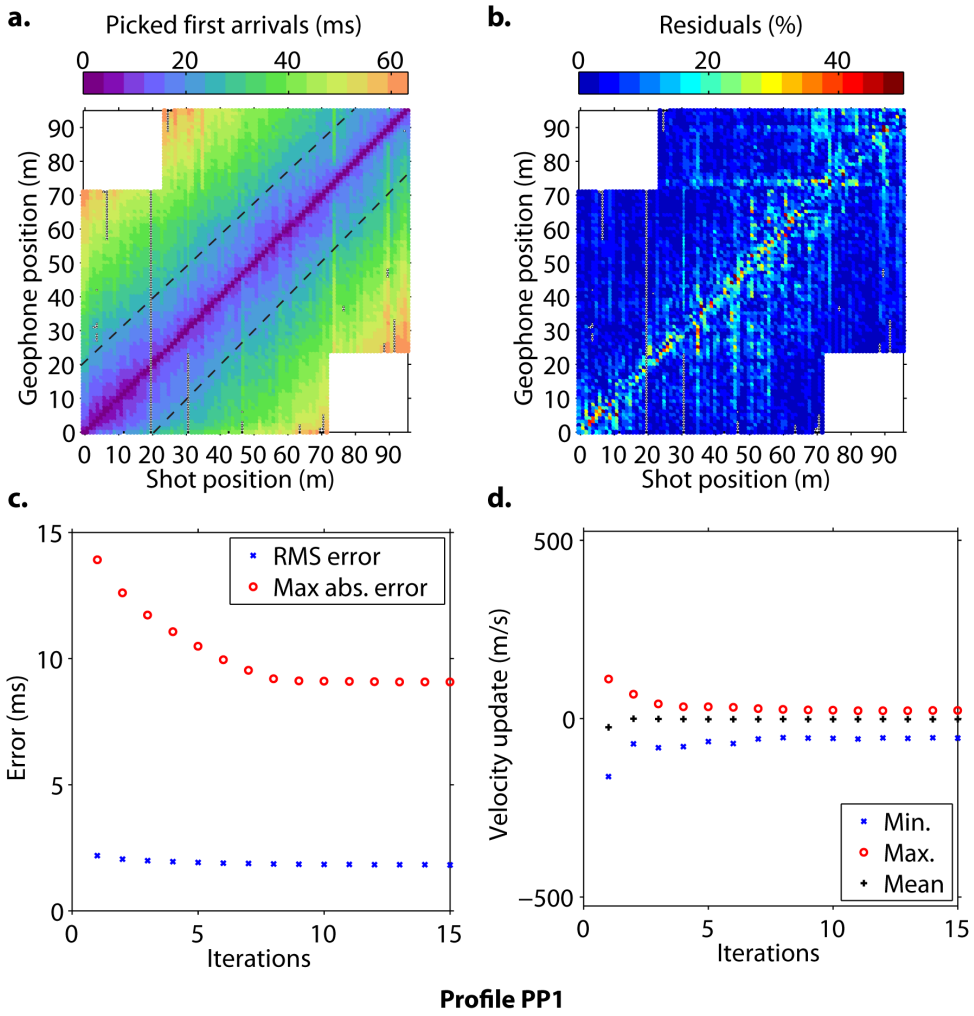


Figure 1.15 : *(a) Temps d'arrivée pointés le long du profil PP1. (b) Résidus calculés après 15 itérations. (c) Évolution de l'erreur RMS globale (en bleu) et de l'erreur absolue maximale. (d) Évolution des variations de vitesse minimales (en bleu), maximales (en rouge) et moyennes (en noir).*

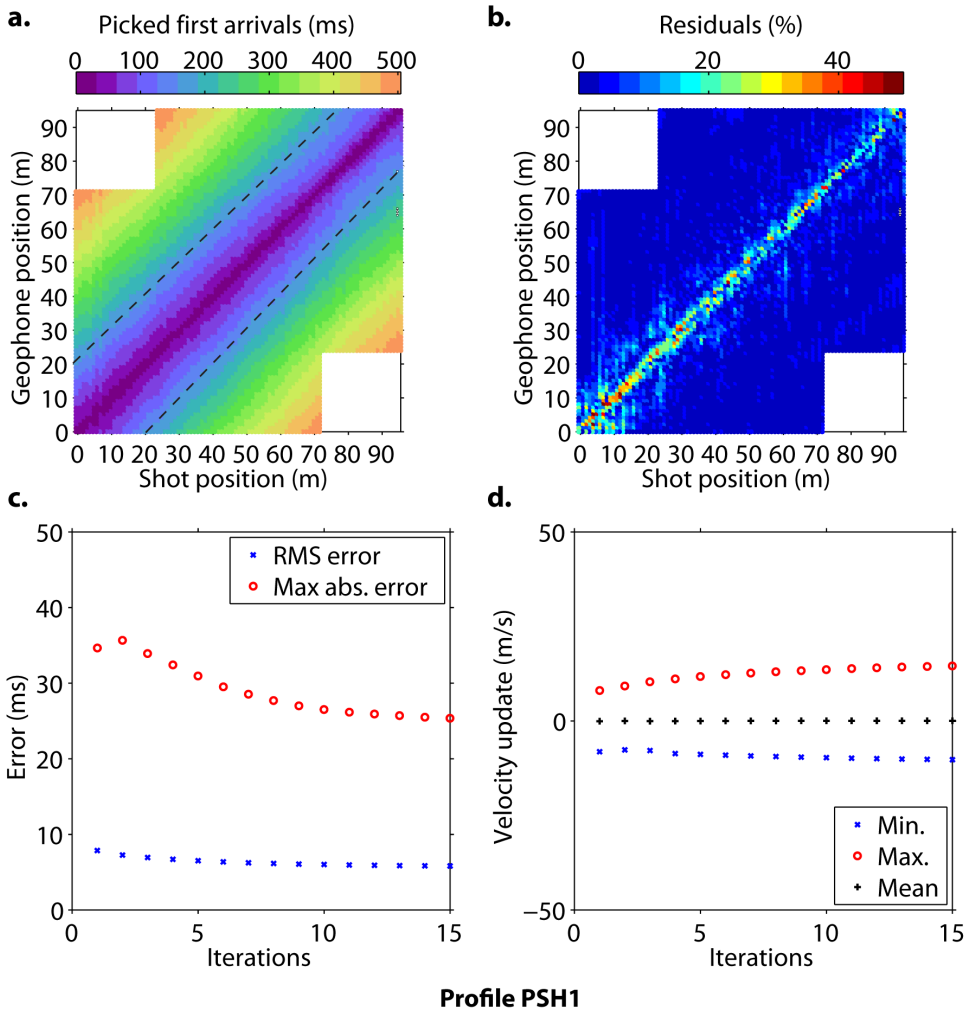


Figure 1.16 : *(a) Temps d'arrivée pointés le long du profil PSH1. (b) Résidus calculés après 15 itérations. (c) Évolution de l'erreur RMS globale (en bleu) et de l'erreur absolue maximale. (d) Évolution des variations de vitesse minimales (en bleu), maximales (en rouge) et moyennes (en noir).*

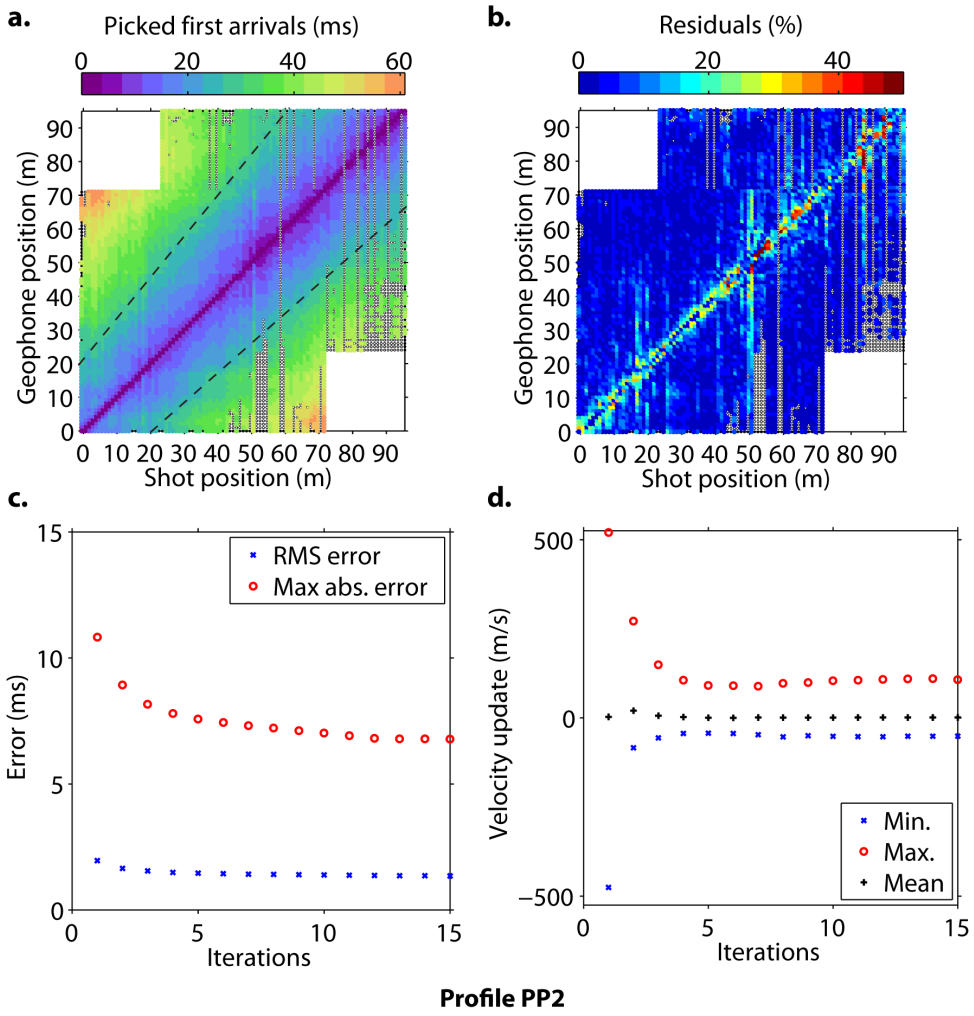


Figure 1.17 : *(a) Temps d'arrivée pointés le long du profil PP2. (b) Résidus calculés après 15 itérations. (c) Évolution de l'erreur RMS globale (en bleu) et de l'erreur absolue maximale. (d) Évolution des variations de vitesse minimales (en bleu), maximales (en rouge) et moyennes (en noir).*

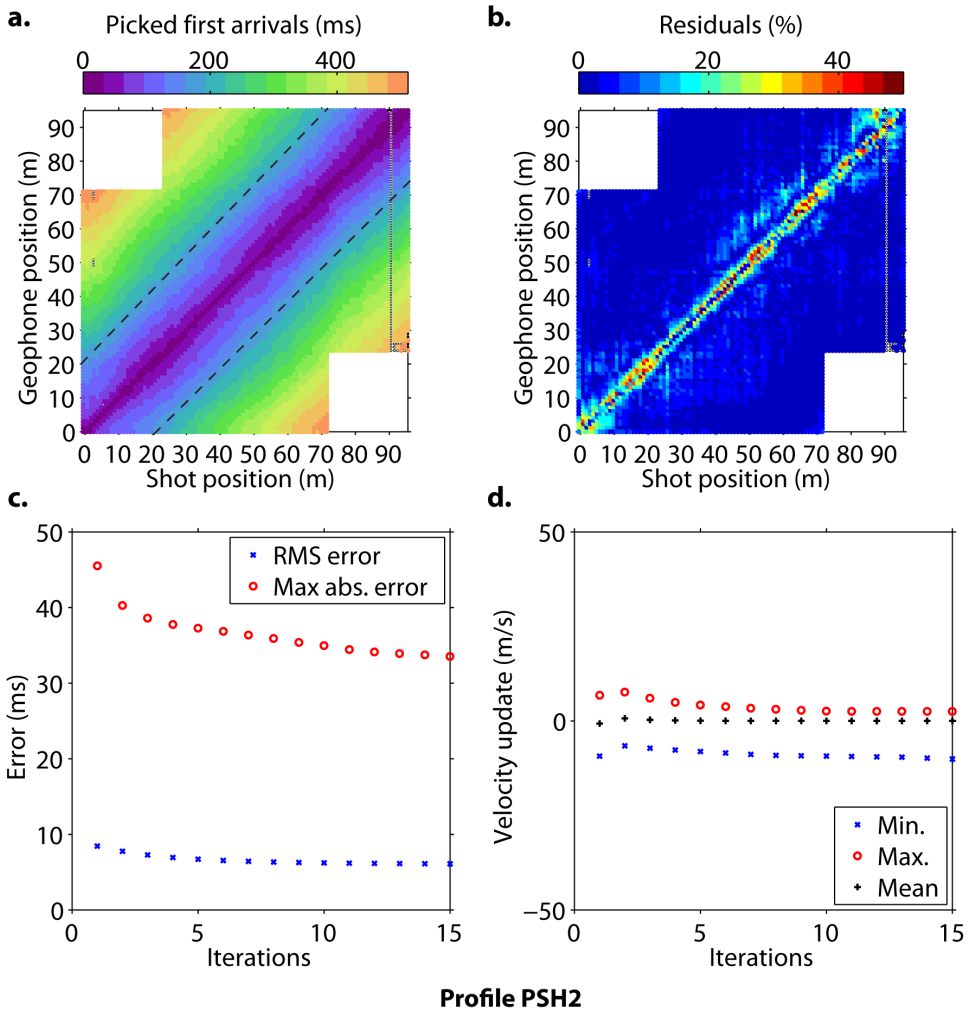


Figure 1.18 : *(a) Temps d'arrivée pointés le long du profil PSH2. (b) Résidus calculés après 15 itérations. (c) Évolution de l'erreur RMS globale (en bleu) et de l'erreur absolue maximale. (d) Évolution des variations de vitesse minimales (en bleu), maximales (en rouge) et moyennes (en noir).*

Interprétation en couches

Une interprétation préliminaire en couches tabulaires a été effectuée sur les hodochrones obtenues (croix noires) pour les tirs réalisés en $x = -0.5$ m, $x = 23.5$ m, $x = 47.5$ m, $x = 71.5$ m et $x = 95.5$ m (Figure 1.19). Les hodochrones obtenues pour les profils PP1 (Figure 1.19a) et PSH1 (Figure 1.19b) sont à première vue parfaitement symétriques et présentent deux segments de droite distincts correspondant chacun à une couche. Les hodochrones obtenues pour le profil PP2 (Figure 1.19d) présentent trois segments de droite et une forte dissymétrie synonyme de pendage élevé entre les différentes couches. Enfin, les hodochrones obtenues pour le profil PSH2 (Figure 1.19e) sont à première vue parfaitement symétriques et ne présentent que deux segments de droites. Un code de calcul direct a été utilisé pour calculer les temps d'arrivée théoriques à

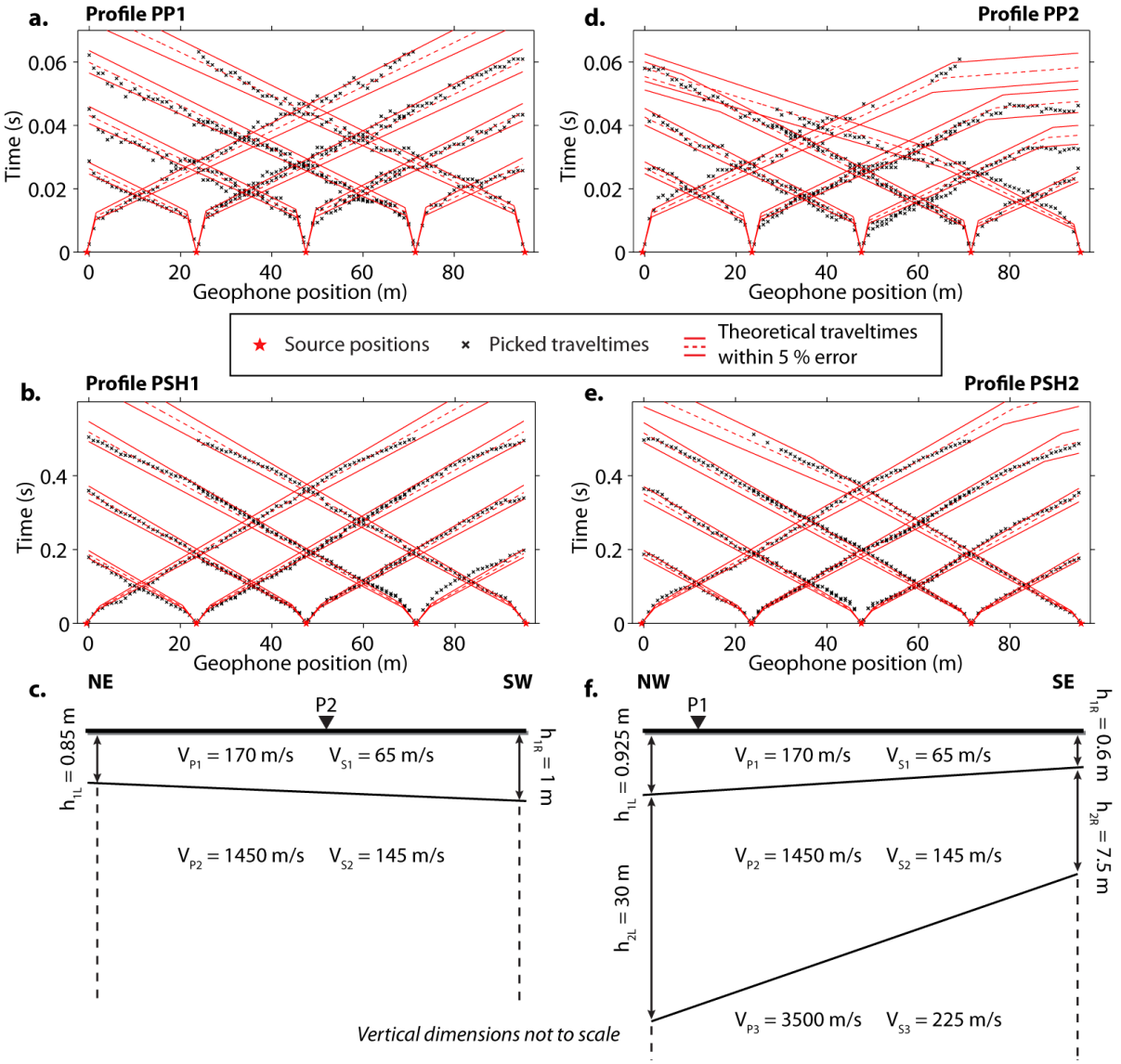


Figure 1.19 : *Temps d'arrivée pointés pour les tirs effectués en $x = -0.5$ m, $x = 23.5$ m, $x = 47.5$ m, $x = 71.5$ m et $x = 95.5$ m (croix noires) et temps d'arrivée calculés (trait pointillé rouge) dans une barre d'erreur de ±5 % (trait plein rouge) : (a) profil PP1 ; (b) profil PSH1 ; (d) profil PP2 et (e) profil PSH2. Modèles de vitesses V_P et V_S utilisés pour calculer les temps d'arrivée théoriques : (c) profils PP1 et PSH1 ; (f) profils PP2 et PSH2.*

partir de modèles multi-couches et multi-pendages pour chaque position de source. Un ajustement visuel des temps d'arrivée observés avec les temps d'arrivée calculés (trait pointillé rouge) a permis de valider des modèles de vitesse simples dans une barre d'erreur de ±5 % (trait plein rouge), en bon accord avec les informations géologiques *a priori*.

Les modèles V_P et V_S obtenus pour le profil P1 (Figure 1.19c) sont composés de deux couches à l'interface quasi-horizontale (pendage inférieur à 0.1°). La couche superficielle correspondant à la tourbe présente une épaisseur comprise entre 0.85 m au nord-est et 1 m au sud-ouest. Elle est caractérisée par des vitesses $V_P = 170$ m/s et $V_S = 65$ m/s. La seconde couche correspondant aux *quick clays* n'est pas délimitée en profondeur et présente des vitesses $V_P = 1450$ m/s et $V_S = 145$ m/s. Les modèles obtenus pour le profil P2 (Figure 1.19f) sont composés de trois couches, dont une présentant un fort pendage. Les deux premières couches, correspondant à la tourbe et aux *quick clays*, sont caractérisées par les mêmes vitesses V_P et V_S que pour P1. L'interface entre la tourbe et les *quick clays* est toujours quasi-horizontale (pendage inférieur à 0.2°), avec une épaisseur de tourbe comprise entre 0.925 m au nord-ouest et 0.6 m au sud-est. Une troisième couche correspondant au socle granitique est également présente sur les modèles de vitesse, avec des vitesses V_P et V_S respectivement de 3500 m/s et 225 m/s environ. La présence de cette couche a permis de délimiter l'épaisseur des *quick clays* le long de P2, variant de 30 m au nord-ouest à 7.5 m au sud-est.

Inversion tomographique

Afin d'obtenir des modèles de vitesse permettant de rendre compte des variations latérales d'épaisseur dans les couches de tourbe et de *quick clays*, une inversion tomographique des temps d'arrivée a été réalisée. Les temps d'arrivée ont été inversés avec le logiciel RAYFRACT en utilisant un modèle initial présentant un gradient linéaire de vitesse avec la profondeur (Figures 1.20a à 1.23a). Ce modèle a été obtenu en prolongeant latéralement le modèle 1D moyen issu directement des pointés des temps d'arrivée, en faisant l'hypothèse d'un milieu 1D tabulaire présentant des vitesses augmentant linéairement avec la profondeur (Gibson *et al.*, 1979). Pour chaque modèle, 15 itérations ont été effectuées de façon à minimiser à la fois l'erreur RMS globale, l'erreur absolue maximale et les variations de vitesse entre deux itérations successives. Pour chaque profil, l'évolution de l'erreur RMS et de l'erreur absolue maximale ont été représentées (Figures 1.15c à 1.18c), de même que les variations maximales, minimales et moyennes de vitesse (Figures 1.15d à 1.18d). Les résidus [12] normalisés entre les temps d'arrivée observés et calculés ont été évalués pour chaque trace pointée, et ont été réprésentés sur un diagramme source-récepteur permettant de voir leur distribution en fonction de la position de la source et de l'*offset* (Figures 1.15b à 1.18b). La représentation de ces critères de convergence permet de restreindre le nombre d'itération afin de réduire le temps de calcul [13] et de limiter l'apparition d'artefacts numériques. Les critères de convergence sont résumés pour chaque inversion dans le Tableau 1.2.

Les résultats d'inversion des temps d'arrivée des ondes P ont des valeurs de RMS plus faibles (de 1.5 à 2 ms pour les ondes P contre 5.5 à 6.5 ms pour les ondes SH). Il en est de même pour les erreurs absolues maximales (de 7 à 9 ms pour les ondes P et de 25 à 34 ms pour les ondes SH). Par ailleurs, la valeur moyenne des résidus est proportionnellement plus élevée pour les ondes P (autour de 6 %) que pour les ondes SH (autour de 4.5 %). Enfin, la proportion de résidus inférieurs à 10 % est plus élevée pour les modèles en ondes SH (environ 89 %) que pour ceux en ondes P (environ 83 %). On peut également noter que la distribution des résidus montre des valeurs plus élevées à *offset* proche, probablement dues aux variations superficielles de vitesse et aux retards de déclenchement lors de l'acquisition.

12. Le résidu est l'écart entre un temps d'arrivée calculé et un temps d'arrivée observé sur une trace en particulier.
13. Pour un modèle comportant 60000 cellules environ, l'inversion tomographique effectue en moyenne 5 itérations par minute avec un processeur quadri-cœur cadencé à 2.67 GHz.

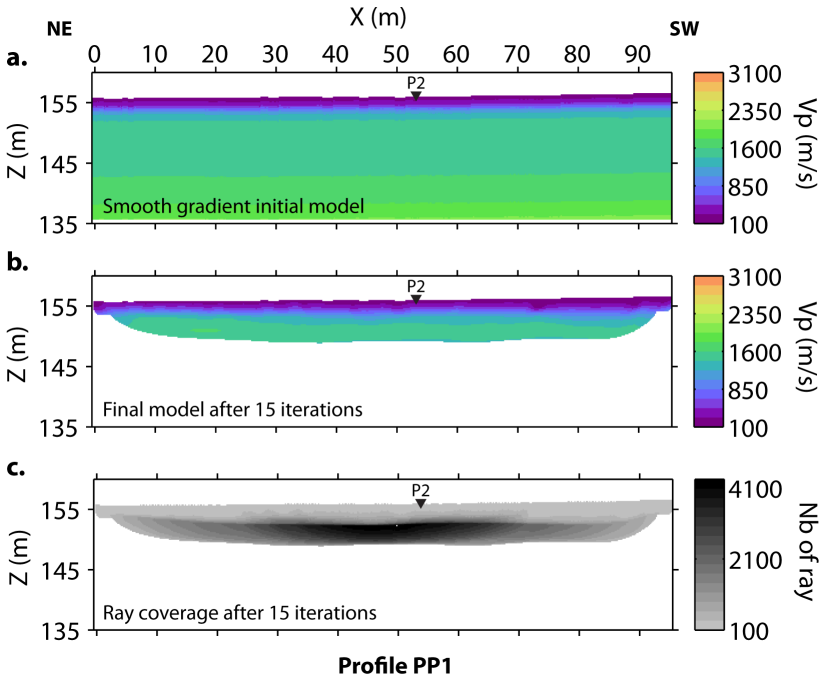


Figure 1.20 : *Inversion tomographique pour le profil PP1. (a) Modèle initial. (b) Modèle final après 15 itérations. (c) Diagramme de couverture après 15 itérations.*

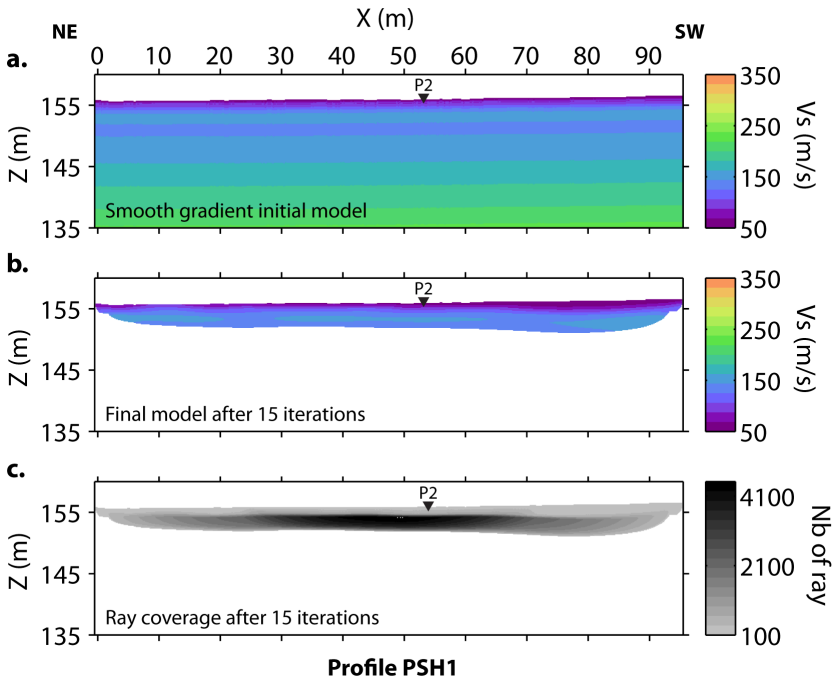


Figure 1.21 : *Inversion tomographique pour le profil PSH1. (a) Modèle initial. (b) Modèle final après 15 itérations. (c) Diagramme de couverture après 15 itérations.*

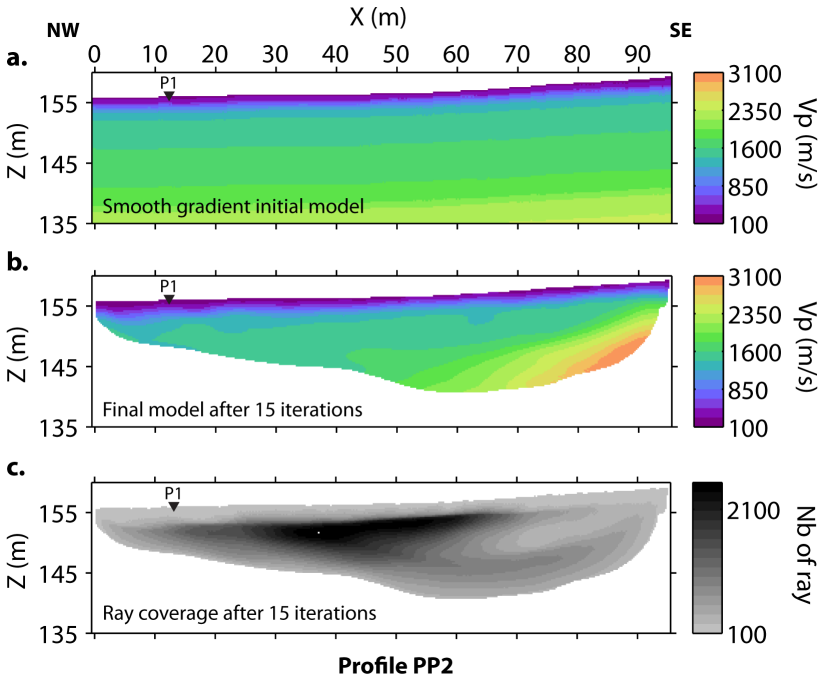


Figure 1.22 : *Inversion tomographique pour le profil PP2. (a) Modèle initial. (b) Modèle final après 15 itérations. (c) Diagramme de couverture après 15 itérations.*

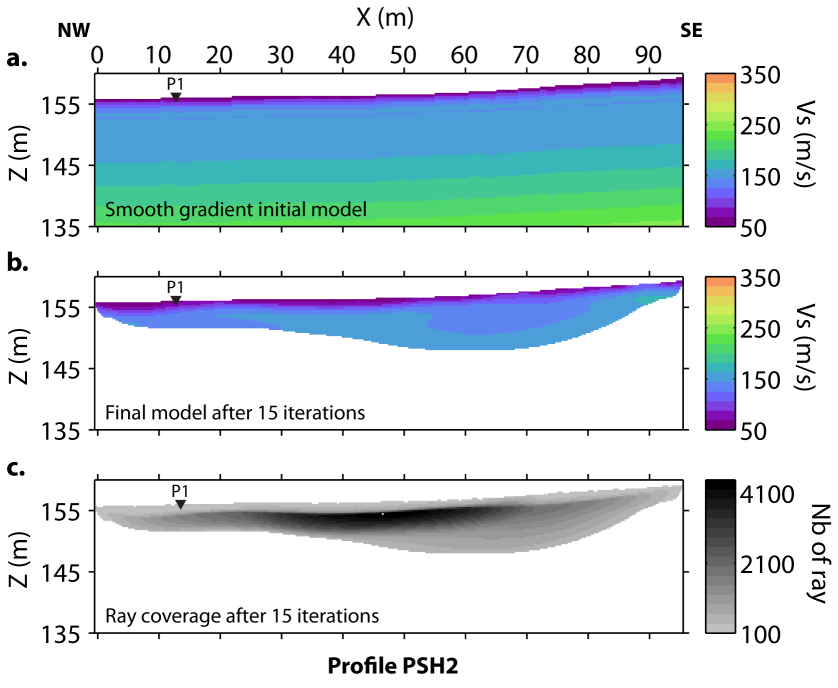


Figure 1.23 : *Inversion tomographique pour le profil PSH2. (a) Modèle initial. (b) Modèle final après 15 itérations. (c) Diagramme de couverture après 15 itérations.*

Pour chaque modèle de vitesse obtenu, les diagrammes de couverture ont également été représentés (Figures 1.20c à 1.23c). Ces diagrammes ont permis de limiter l'étendue latérale et en profondeur des modèles de vitesse, afin de ne garder que les zones correctement définies (nombre de rais par pixel minimum fixé à 100 après essai-erreur). Les modèles de vitesse V_P et V_S obtenus le long du profil P1 (Figures 1.20b et 1.21b) ont une profondeur d'investigation très faible ($<$ 5 m). Ils sont caractérisés par une couche fine de faible vitesse en surface (tourbe), suivie d'un demi-espace présentant des vitesses augmentant linéairement avec la profondeur (*quick clays*). Le modèle V_P obtenu le long du profil PP2 (Figure 1.22b) a une profondeur d'investigation plus élevée (entre 5 et 20 m). Il est caractérisé par une augmentation de vitesse dans la partie sud-est du profil, liée à la présence du granite affleurant dans cette partie du site. Sur le reste du profil, le modèle présente une structure de vitesse similaire à celle observée sur le profil PP1 (fine couche de tourbe de faible vitesse sur des *quick clays* caractérisées par un gradient vertical de vitesse). Le modèle de vitesse V_S obtenu le long du profil PSH2 est caractérisé sur toute la ligne par la même structure homogène observée le long du profil PSH1 (Figure 1.23b). Aucune augmentation de vitesse n'est observée dans la partie sud-est de la ligne, mais une augmentation de la profondeur d'investigation dans cette zone montre l'influence du granite affleurant sur la propagation des rais. Ainsi, les modèles obtenus pour les deux profils confirment le caractère tabulaire anticipé grâce à l'interprétation en couches des hodochrones (Figure 1.19).

Tableau 1.2 : *Paramètres des inversions tomographiques.*

	PP1	PP2	PSH1	PSH2
Nombre de traces actives	10512	10512	10512	10512
Nombre de traces pointées	10299	8784	10508	10419
Nombre d'itérations	15	15	15	15
RMS globale (ms)	1.82	1.35	5.82	6.10
Erreur absolue maximale (ms)	9.08	6.78	25.37	33.53
Résidu moyen (%)	6.28	5.77	4.13	4.77
Résidus $<$ 10 % (%)	81	85	90	87

1.2.c L'analyse de la dispersion des ondes de surface

Après leur découverte en 1885 par Lord Rayleigh (Rayleigh, 1885), les ondes de surface ont pendant de nombreuses années été considérées comme du bruit (p. ex. le *ground-roll* en sismologie). Dès les années 20, la sismologie a cependant utilisé les ondes de surface pour caractériser l'intérieur de la Terre (Jones, 1958). Avec l'arrivée des premiers ordinateurs dans les années 60, un grand nombre d'outils visant à les séparer du reste du champ d'onde ont été développés (Herrmann et Russell, 1990). Ces outils ont ensuite été rapidement détournés pour analyser directement les ondes de surface dans le but de caractériser la structure de la Terre (Press, 1968 ; Trampert et Woodhouse, 1995). Leur utilisation s'est par la suite largement répandue dans d'autres disciplines, depuis les sciences des matériaux jusqu'à la géophysique interne en passant par la géotechnique ou l'acoustique. Malgré les différences évidentes d'échelles et de méthodes utilisées, ces disciplines ont en commun d'utiliser la propagation des ondes de surface le long d'une interface d'un milieu pour obtenir des informations sur les propriétés physiques de ce milieu. D'une manière générale, et plus particulièrement en géophysique appliquée, l'analyse de la dispersion des ondes de surface se déroule selon trois étapes principales (Socco *et al.*, 2010a) :

- acquisition de signaux produits par une source active (marteau, explosion) ou passive (bruit ambiant, séisme) dans le domaine « distance - temps » ;
- extraction de la dispersion des ondes de surface (vitesse de phase ou de groupe) présentes sur les signaux enregistrés ;

– reconstruction du milieu ausculté à partir des données de dispersion.

Il existe pour chaque étape plusieurs variantes qui dépendent :

– de la configuration du dispositif d'acquisition, du type de source et de récepteur ;
– des techniques de traitement des données et d'extraction de la dispersion ;
– des algorithmes de reconstruction (empirique, problème inverse) et des méthodes de calcul direct.

La section suivante présente les outils et techniques d'extraction et d'inversion de la dispersion [14] utilisés spécifiquement pour la caractérisation active de la proche surface. Les techniques passives, utilisées principalement pour l'étude des structures géologiques profondes (Satoh *et al.*, 2001a,b) ou des effets de site (Bonnefoy-Claudet *et al.*, 2006 ; Di Giulio *et al.*, 2006) ne sont pas abordées dans la suite de ce manuscrit. Il en est de même pour les techniques basées sur l'analyse des vitesses de groupe, généralement cantonnées à la sismologie (Dziewonski *et al.*, 1969 ; Wu et Levshin, 1994 ; Ritzwoller et Levshin, 1998). Pour plus de détails sur les différents aspects de l'analyse de la dispersion, il est conseillé de se référer aux nombreux ouvrages et travaux de références existants (Russel, 1987 ; Foti, 2000 ; O'Neill, 2003 ; Socco et Strobbia, 2004 ; Socco *et al.*, 2010a).

Extraction de la dispersion

Quelque soit le dispositif d'acquisition des données, les enregistrements sismiques décrivent le champ d'onde dans le domaine « distance - temps » $(x-t)$. Dans ce domaine, la dispersion est difficilement quantifiable (Figure 1.24b) alors qu'elle peut clairement l'être dans le domaine « pulsation spatiale - pulsation temporelle » $(k-\omega)$. Il est donc nécessaire d'effectuer une transformation du champ d'onde permettant de passer d'un domaine à l'autre. Les techniques de transformation du champ d'onde se basent généralement sur l'hypothèse selon laquelle les trains d'onde observés sur les sismogrammes peuvent être décomposés en une somme d'ondes planes (Russel, 1987). Cette hypothèse n'est cependant plus valide pour des distances source-récepteur inférieures à 0.1 fois la longueur d'onde (O'Neill, 2003 ; Bodet *et al.*, 2009). Dans un milieu stratifié horizontalement, la contribution des ondes de surface $(S(x,t))$ au signal sismique peut être décrite comme la superposition d'une infinité de modes de propagation (Aki et Richards, 1980 ; Russel, 1987) :

$$S(x,t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\sum_{m} A_m(x,\omega)\; e^{i(\omega t - k_m(\omega)x)}\; d\omega \;, \tag{1.32}$$

où ω, $A_m(x,\omega)$ et $k_m(\omega)$ sont respectivement la fréquence, l'amplitude spectrale du signal sismique et le nombre d'onde pour le mode m. On définit les vitesses de phase c et les lenteurs p correspondant à chaque mode m de propagation des ondes de surface par :

$$c_m(\omega) = \frac{1}{p_m(\omega)} \;, \tag{1.33}$$

$$= \frac{\omega}{k_m(\omega)} \;. \tag{1.34}$$

Ces vitesses peuvent être déterminées après transformation du champ d'onde, soit dans le domaine $f-k$ (fréquence - nombre d'onde), soit dans le domaine $f-c$ (fréquence - vitesse de phase) [15]. On parlera alors de diagramme $f-k$ dans un cas (Figure 1.24c), et d'image de

14. On utilisera par la suite le terme « dispersion » pour se référer à la « dispersion des ondes de surface » afin de simplifier la lecture du manuscrit.

15. Les techniques d'extraction de la dispersion basées sur l'utilisation d'ondelettes (Holschneider *et al.*, 2005 ; Kritski *et al.*, 2006) sont toujours très peu utilisées par les praticiens, et ne sont donc pas présentées ici.

dispersion dans l'autre (Figure 1.24d). Sur ces images, les maxima d'amplitude correspondent aux modes de propagation des ondes enregistrées, et sont donc fonction de la contribution énergétique de chaque type d'onde contenu dans le signal. D'un point de vue énergétique, les ondes de surface représentent près de 70 % du signal sismique (Miller et Pursey, 1955 ; Mari *et al.*, 2001a). L'extraction des maxima observés dans les domaines $f-k$ et $f-c$ avec leurs erreurs associées permet donc d'estimer la vitesse de phase des ondes de surface.

Les limites de représentation du champ d'onde dans ces différents domaines sont dépendantes des échantillonnages spatial et temporel du signal. Un sismogramme est toujours constitué de N_x traces réparties à intervalle régulier Δ_x tel que $x = n_x\ \Delta_x$, avec $n_x = 1, ..., N_x$. De la même façon, les N_x traces du sismogramme sont toutes constituées de N_t échantillons, répartis à intervalle de temps constant Δ_t tel que $t = n_t\ \Delta_t$, avec $n_t = 1, ..., N_t$. L'amplitude du signal est ainsi enregistrée aux coordonnées (x, t) de chaque point du sismogramme.

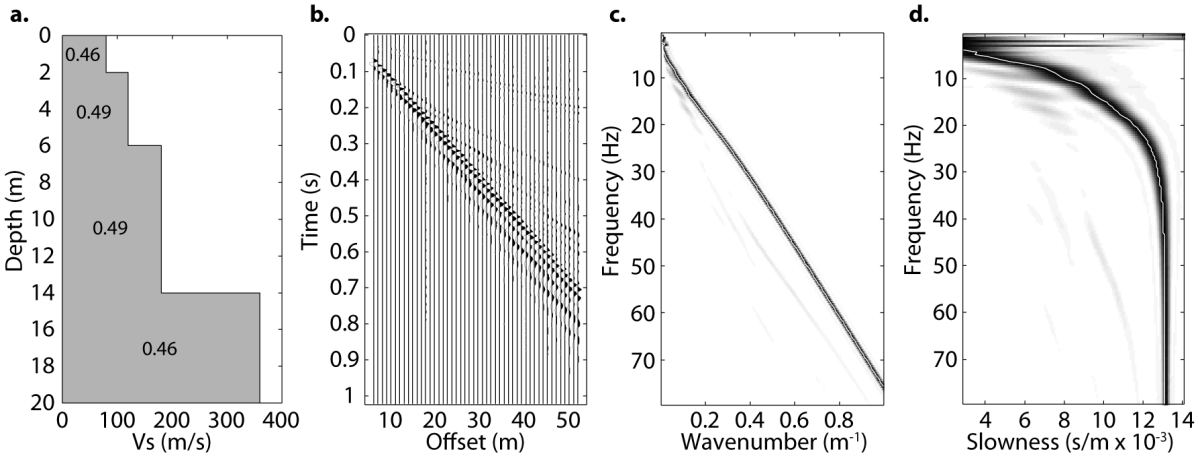


Figure 1.24 : *Exemple de données synthétiques obtenues par O'Neill (2003) à partir du premier modèle présenté par Tokimatsu et al. (1992). (a) Modèle de V_S et coefficients de Poisson associés. (b) Sismogramme synthétique. (c) Diagramme $f-k$. (d) Image de dispersion. Sur (c) et (d), les maxima du mode fondamental sont pointés en blanc.*

Transformée $f-k$

La transformée $f-k$, ou transformée de Fourier à deux dimensions, permet de passer d'un sismogramme $s(x,t)$, enregistré dans le domaine $x-t$, à un spectre $f-k$ dans le domaine $k-\omega$ par l'intermédiaire de deux transformées de Fourier successives, selon t dans un premier temps, puis selon x (Sheriff et Geldart, 1995 ; Mari *et al.*, 2001b) :

$$s(k,\omega) = \int\int s(x,t)\ e^{(ikx-i\omega t)}\ dx\ dt\ , \tag{1.35}$$

avec k et ω les pulsations spatiale et temporelle.

Avant d'effectuer cette opération, Gabriels *et al.* (1987) recommandent de corriger les données de l'atténuation en $1/\sqrt{r}$ liée à l'expansion géométrique (pour une approximation en ondes planes). Les maxima du diagramme $f-k$ correspondent aux différents types d'onde contenus dans le signal, et notamment aux différents modes de propagation des ondes de surface. Les courbes de dispersion sont déterminées en identifiant les maxima correspondant à ces modes de propagation, sachant que selon le théorème de Shannon (Shannon, 1948) :

– la fréquence maximale observable autorisée par l'échantillonnage en temps est la fréquence temporelle de Nyquist $f_N = \frac{1}{2\Delta_t}$;

– le nombre d'onde maximal observable autorisé par le dispositif d'acquisition est la fréquence spatiale de Nyquist $k_N = \frac{1}{2\Delta_x}$.

La distance inter-géophone, au même titre que l'échantillonnage en temps, est donc un paramètre clé qui contrôle la longueur d'onde minimum observable de la dispersion. En cas de mauvais choix de ce paramètre, des phénomènes de repliement spectral (ou *aliasing*) peuvent apparaître. Le nombre de capteurs est également un paramètre important, puisque en temps comme en distance, la résolution en fréquence augmente avec la longueur de l'observation :

– l'échantillonnage en fréquence temporelle est $\Delta_f = \frac{1}{N_t \Delta_t}$;
– l'échantillonnage en nombre d'onde (en fréquence spatiale) est $\Delta_k = \frac{1}{N_x \Delta_x}$.

Ainsi, plus la longueur du dispositif augmente, meilleure sera la résolution de l'image de dispersion.

Transformée $\tau - p$

La transformée $\tau - p$, variante de la transformée de Radon (Deans, 1983), consiste en la sommation des amplitudes d'un sismogramme selon une droite de pente p (lenteur apparente, ou paramètre de rai) et d'ordonnée à l'origine (ou intercept) τ (Sheriff et Geldart, 1995 ; Mari *et al.*, 2001b). La sommation est effectuée sur une large gamme de pentes p et d'intercepts τ, puis sa valeur est attribuée au point de coordonnées (τ, p) dans le domaine créé. Cette sommation, dite « sommation oblique », est décrite par l'équation suivante :

$$s(p, \tau) = \int s(x, \tau + px)\ dx\ . \tag{1.36}$$

Le champ d'onde est ensuite transposé linéairement dans le domaine $f - p$ en appliquant une transformée de Fourier 1D selon τ au signal obtenu dans le domaine $\tau - p$ par l'équation 1.36 (McMechan et Yedlin, 1981). Les maxima d'énergie visibles dans le domaines $f - p$ mettent en évidence les différents modes de propagation des ondes de surface, de la même manière que pour la transformée $f - k$.

Sommation $p - \omega$

Mokhtar *et al.* (1988), en se basant sur les travaux de Russel (1987), ont proposé une technique de sommation qui consiste à reformuler la méthode précédente (sommation oblique suivie d'une transformée de Fourier 1D) dans le domaine fréquentiel. Un sismogramme peut être représenté dans le domaine fréquentiel par N_x traces à des distances x_{n_x} de la source telles que :

$$s(\omega, x_n) = A(\omega, x_n) e^{i\phi_n(\omega)}\ , \tag{1.37}$$

où $A(\omega, x_{n_x})$ représente l'amplitude du spectre de la trace n_x ($n = 1, 2, ..., N_x$), et $\phi_n(\omega)$ sa phase. Le spectre observé est supposé être le résultat de la superposition de m modes de propagation des ondes de surface. La sommation $p - \omega$ est alors définie par :

$$U(\omega, p) = \sum_{n_x=1}^{N_x} \frac{A(\omega, x_{n_x}) e^{i(\phi_{n_x}(\omega) + \omega p x_{n_x})}}{A(\omega, x_1) e^{i\phi_1(\omega)}}\ . \tag{1.38}$$

De la même manière que pour la transformée $f - k$, les données doivent préalablement être corrigées de l'atténuation par expansion géométrique. Le dénominateur introduit dans l'équation 1.38 permet de « normaliser » chaque trace du signal utilisée pour la sommation par le signal de la première trace. L'image de dispersion ainsi obtenue présente des maxima correspondant aux évènements se propageant à la lenteur p pour une fréquence ω, comme observé précédemment avec la transformation $f - k$. Pour un mode m donné se propageant à une lenteur $p_m(\omega)$, dans

le cas d'un dispositif linéaire avec une intertrace Δ_x, ces maxima apparaissent lorsque (Russel, 1987 ; Forbriger, 2003b) :

$$p(\omega) = p_m(\omega) + n_1 \frac{2\pi}{\omega \Delta_x} \text{ , avec } n_1 \text{ un entier.} \tag{1.39}$$

Le maximum observé pour $n_1 = 0$ est le maximum principal correspondant au mode m se propageant à la lenteur p_m dans le champ d'onde. Les autres maxima ($n_1 \neq 0$) dépendent de l'échantillonnage spatial Δ_x et doivent être considérés comme « repliés ». Ainsi, la fréquence à laquelle apparaît en premier le repliement dans l'intervalle $0 \leq p \leq 2p_m$ est définie par :

$$f(p_m) = \frac{1}{\Delta_x p_m} \ . \tag{1.40}$$

À l'inverse, l'amplitude de l'image de dispersion est minimale lorsque :

$$p(\omega) = p_m(\omega) + n_2 \frac{2\pi}{\omega N_x \Delta_x} \text{ , avec } n_2 \text{ un entier, et } n_2 \neq 0, \pm N_x, \pm 2N_x, \ldots \tag{1.41}$$

La résolution en lenteur (demi-distance entre deux minima) peut alors être définie par :

$$\Delta_p = \frac{1}{f N_x \Delta_x} \ . \tag{1.42}$$

Cette relation implique que la résolution de l'image de dispersion dépend directement de la longueur du dispositif $N_x \Delta_x$, mais également de la fréquence f. Elle est par contre indépendante de la vitesse de phase. Ainsi, la résolution de l'image de dispersion diminue avec la fréquence. Dans ce cas, la résolution relative à une fréquence donnée sera meilleure pour un évènement se propageant à faible vitesse dans le champ d'onde. De plus, puisque la dispersion à basse fréquence (c.-à-d. à grande longueur d'onde) est influencée par les propriétés des couches profondes, la profondeur d'investigation se retrouve directement liée à la résolution, et donc à la longueur du dispositif.

Erreur sur les mesures

La mesure de la dispersion s'effectue en pointant les maxima des images de dispersion dans le domaine $f - c$ (ou $f - k$). La précision des courbes de dispersion obtenues est directement dépendante de la résolution des images. Il convient donc de lier *a priori* la résolution aux erreurs de mesure afin de la prendre en compte lors de l'inversion. O'Neill (2003) a montré que l'erreur de mesure suivait une distribution gaussienne à haute fréquence ($\geq 25\ Hz$), et lorentzienne (Bevington et Robinson, 2002) à basse fréquence ($\leq 25\ Hz$). De façon générale, ces résultats montrent que les écart-types de mesure de la dispersion varient selon une relation proportionnelle, sur une échelle logarithmique, avec l'enveloppe de résolution. Lorsqu'il est impossible d'effectuer une analyse statistique expérimentale pour estimer l'erreur, O'Neill (2003) propose de la calculer de la manière suivante :

1. Calcul de la résolution en termes de vitesse de phase à partir de l'équation 1.42,

$$\Delta_c(f) = \left| \frac{1}{\frac{1}{c(f)} - \frac{1}{2fN_x\Delta_x}} - \frac{1}{\frac{1}{c(f)} + \frac{1}{2fN_x\Delta_x}} \right| \ . \tag{1.43}$$

2. Calcul de l'erreur absolue par réduction logarithmique de la résolution,

$$\delta_c(f) = 10^{-a} \Delta_c(f) \ . \tag{1.44}$$

À partir d'analyses statistiques, O'Neill (2003) propose un coefficient de réduction logarithmique $a = 0.5$, et conseille de limiter l'erreur maximum autour de 25 % pour éviter la divergence des erreurs à basse fréquence.

Les limites de la méthode en termes de résolution entraînent également des anomalies à basse fréquence sur les courbes de dispersion enregistrées. Ces anomalies sont liées au dispositif utilisé, et plus particulièrement à la longueur du dispositif et à la position de la source. Deux types principaux d'anomalies peuvent être rencontrés : la confusion de modes et la sous-évaluation des vitesses en *offset* proche.

Dans le premier cas, les propriétés intrinsèques du milieu génèrent des modes supérieurs très proches du mode fondamental. Si la longueur du dispositif est insuffisante, les lobes (extrémités basses fréquences) de différents modes peuvent se superposer dans le domaine $f - c$. Cela peut alors entraîner une mauvaise identification des différents modes, et donc des résultats d'inversion qui peuvent amener à des interprétations erronées (Socco et Strobbia, 2004 ; Bodet, 2005 ; O'Neill et Matsuoka, 2005).

En *offset* proche, la distance source-récepteur est souvent insuffisante pour pouvoir considérer les ondes de surface comme des ondes planes (Richart *et al.*, 1970). La notion de « champ proche » relève de phénomènes complexes se produisant au voisinage de la source. Cependant, il est possible de montrer qu'en théorie, au voisinage d'une source à symétrie sphérique, l'approximation du « champ lointain » est valide à des distances source-récepteur supérieures à deux longueurs d'onde (Lagabrielle, 1986). En pratique, on considère l'approximation d'onde plane comme acceptable lorsque la distance source-récepteur est supérieure à la moitié de la longueur d'onde maximale observée (Park *et al.*, 1999). Bodet *et al.* (2009), en s'appuyant sur les travaux de O'Neill (2003), ont montré que la longueur d'onde maximale mesurable est de l'ordre de 40 à 50 % de la longueur du dispositif. Dans le cas où la condition de champ lointain n'est pas respectée, la vitesse mesurée est sous-évaluée, quelle que soit la longueur du dispositif. Cette sous-évaluation devient importante (> 5 %) lorsque la longueur d'onde mesurée est supérieure à une demi longueur de dispositif (Bodet, 2005 ; Bodet *et al.*, 2009).

Enfin, même si l'erreur de mesure est principalement dépendante de la résolution (Socco et Strobbia, 2004), les erreurs liées à la méthode de mesure en elle-même (couplage, orientation et inclinaison des géophones ; reproductibilité, fréquence et profondeur de la source ; bruit ambiant et ponctuel ; etc.) sont également à prendre en compte (O'Neill, 2003).

Techniques avancées

L'inversion de la dispersion utilise un modèle direct 1D, ce qui implique que les caractéristiques du modèle varient selon une seule dimension. Cela revient alors à considérer que le milieu ausculté est latéralement homogène, c'est à dire que les variations latérales du milieu sont faibles devant la taille dispositif. En présence de fortes variations latérales, les images de dispersion obtenues avec la transformée $p - \omega$ (ou $f - k$) à partir d'un dispositif sismique classique correspondent à un milieu 1D équivalent qui ne permet pas de retrouver les caractéristiques 2D du milieu. Dans ce cas là, il est recommandé d'extraire la dispersion à partir de portions réduites du dispositif à l'aplomb desquelles le milieu ausculté peut être considéré comme 1D. On obtient alors une série de courbes de dispersion (dites « locales ») qui décrivent les variations latérales de vitesse du milieu. L'utilisation de ces portions réduites a cependant pour effet de diminuer à la fois la résolution des images de dispersion et la profondeur d'investigation. Le rapport signal sur bruit est également affecté par la diminution du nombre de traces et de la longueur du dispositif d'extraction, rendant parfois difficile, voire impossible, l'identification des différents modes de propagation.

Plusieurs stratégies ont été développées au cours de la dernière quinzaine d'années afin de pallier ces problèmes. Dans les premières approches, des données issues d'acquisition en CMP

ont été utilisées (Miller *et al.*, 1999). Pour chaque position de source, la dispersion est extraite à partir du dispositif entier, de façon à obtenir autant de courbes de dispersion que de couples source - dispositif. Ce type de procédure requiert cependant l'utilisation de *land streamers* et reste difficile à appliquer de manière opérationnelle sur des terrains présentant de fortes irrégularités de surface (p. ex. forte topographie, végétation dense, etc.). De plus, cette méthode n'est applicable que lorsque les variations latérales du milieu sont inférieures à la longueur du dispositif.

Une stratégie plus globale proposée par O'Neill *et al.* (2003) permet d'obtenir des images de dispersion locales le long d'un profil à partir d'un dispositif fixe et de plusieurs sources intercalées entre les récepteurs. La procédure décrite consiste à extraire la dispersion à partir d'une même portion de dispositif illuminée par différents tirs, puis de sommer les images de dispersion obtenues dans le domaine $f-k$ (ou $f-c$) afin d'augmenter le rapport signal sur bruit. En répétant cette opération sur différentes portions de dispositif, on obtient une série d'images de dispersion (dites *stackées*) correspondant chacune au milieu 1D situé directement à l'aplomb de la portion de dispositif sélectionnée.

Dans le même temps, Hayashi et Suzuki (2004) ont proposé une approche basée sur l'analyse des intercorrélations entre les différentes traces d'un jeu de données sismiques. Les intercorrélations sont dans un premier temps calculées entre tous les couples de trace pour chaque tir. Les intercorrélations ayant le même point milieu (CMP) sont ensuite rassemblées, et celles ayant le même écartement entre leurs traces sont sommées dans le domaine temporel pour chaque CMP. Les intercorrélations sommées sont ensuite triées en fonction de l'écartement afin de créer l'équivalent d'un sismogramme à partir duquel il est possible extraire une image de dispersion locale associée à la position du CMP à l'aide des techniques classiques ($p-\omega$, $f-k$, etc.).

Ces deux principales approches ont par la suite été largement reprises dans différentes études et appliquées à de nombreuses problématiques géophysiques. Bohlen *et al.* (2004) ont par exemple utilisé une fenêtre glissante gaussienne pour extraire la dispersion des ondes de Scholte le long d'un profil de données sous-marines. Grandjean et Bitri (2006) ont ensuite associé les outils de sommation dans le domaine $f-c$ proposés par O'Neill *et al.* (2003) à la technique d'intercorrélation développée par Hayashi et Suzuki (2004), dans le but d'augmenter le rapport signal sur bruit des images de dispersion locales obtenues. Peu après, Neducza (2007) a proposé une généralisation de la sommation et du fenêtrage décrits par O'Neill *et al.* (2003) en introduisant des paramètres permettant de contrôler de manière systématique l'extraction des images de dispersion le long d'un profil (largeur de la fenêtre minimum et maximum, *offset* minimum et maximum, décalage entre deux fenêtres). Une approche similaire a également été proposée par Socco *et al.* (2009) et Boiero et Socco (2010), puis utilisée pour effectuer des inversions latéralement contraintes des courbes de dispersion obtenues.

Plus récemment, Boiero et Socco (2011) et Bergamo *et al.* (2012) ont proposé d'utiliser une série de fenêtres glissantes gaussiennes pour extraire plusieurs courbes de dispersion locales à partir d'un dispositif unique et d'un nombre restreint de sources situées de part et d'autre du dispositif. Ce type de fenêtrage a également été utilisé par Ikeda *et al.* (2013) afin d'améliorer la résolution latérale de la technique d'intercorrélation.

Inversion de la dispersion

Après l'extraction de la dispersion et l'identification des différents modes de propagation, les courbes de dispersion doivent être inversées afin d'estimer un modèle de vitesse des ondes de cisaillement dans le milieu ausculté. Dans le cas de la dispersion des ondes de surface, l'inversion consiste à trouver un modèle de vitesse V_S qui explique au mieux les données observées (c.-à-d. les courbes de dispersion pointées). Pour cela, on utilise des méthodes de calcul direct qui permettent de calculer la dispersion théorique à partir d'un modèle de sous-sol composé de n couches, caractérisées par leur épaisseur h_n, leurs vitesses V_{Pn} et V_{Sn} et leur masse volumique ρ_n.

Historiquement, l'inversion de la dispersion utilise des techniques de modélisation analytiques ou semi-analytiques, telles que celle du propagateur matriciel de Thomson-Haskell (Thomson, 1950 ; Haskell, 1953) ou des coefficients de réflexion et transmission (Kennett, 1974). Ces techniques permettent un calcul rapide des solutions modales de la relation de dispersion des ondes de surface dans un milieu 1D. D'autres techniques de modélisation utilisant par exemple les différences finies ou les éléments finis permettent de générer des sismogrammes en champ total à partir de modèles 2D ou 3D. Cependant, le temps de calcul nécessaire pour obtenir les courbes de dispersion théoriques est trop élevé [16], même avec les ordinateurs actuels, rendant ces techniques difficilement utilisables dans le cadre de l'inversion de la dispersion. En effet, le processus d'inversion nécessite de comparer la dispersion observée avec celle calculée pour un grand nombre de modèles, le tout en un minimum de temps.

Il existe de nombreuses techniques d'inversion, qui sont généralement réparties en deux classes :

- les méthodes d'optimisation locales ;
- les méthodes d'optimisation globales.

Les méthodes locales consistent à linéariser le problème au voisinage d'un modèle initial, puis de modifier progressivement les paramètres de ce modèle jusqu'à en obtenir un qui soit acceptable au sens de la fonction « coût » que l'on cherche à minimiser. Pour les applications en ondes de surface, les techniques de moindres carrés amortis dites de Occam (O'Neill *et al.*, 2003) et de Levenberg-Marquardt (Herrmann, 2013) sont les plus couramment utilisées. D'un point de vue pratique, elles sont relativement simples et rapides à mettre en place. Cependant, elles n'explorent l'espace des paramètres [17] que le long du chemin parcouru depuis le modèle initial vers un minimum acceptable de la fonction « coût ». Dans le cas de problèmes fortement non-linéaires ou en présence de bruit, plusieurs minima locaux peuvent exister (problème de non-unicité) et la solution dépend alors fortement du modèle de départ (Sambridge, 2001).

Les méthodes globales peuvent être utilisées pour pallier les problèmes liés à la non-linéarité et la non-unicité du problème inverse. Elles permettent en effet de représenter l'espace des modèles possibles et d'estimer le milieu en terme de probabilité d'existence. De manière générale, ces techniques consistent à générer plus ou moins aléatoirement un grand nombre de modèles inclus dans l'espace des paramètres, puis de calculer la valeur de la fonction « coût » pour chacun d'eux. On obtient ainsi une « carte » des modèles en fonction de leur probabilité d'existence. Parmi les différents algorithmes existants, le plus simple consiste à générer de façon totalement aléatoire une distribution uniforme de modèles dans tout l'espace des paramètres (Mosegaard et Tarantola, 1995). D'autres méthodes permettent d'orienter la sélection des modèles vers des zones plus probables de l'espace des paramètres au fur et à mesure des itérations, offrant un gain de temps considérable par rapport à la méthode « brute ». Parmi ces méthodes appliquées aux ondes de surface, on distingue notamment les algorithmes génétiques (Lomax et Snieder, 1994 ; Nagai *et al.*, 2005), le recuit simulé (Martínez *et al.*, 2000 ; Beaty *et al.*, 2002), les algorithmes de type Monte Carlo (Socco et Boiero, 2008) ou encore l'algorithme de voisinage (Sambridge, 1999b ; Wathelet *et al.*, 2004).

Dans la suite de ce manuscrit, les inversions de la dispersion sont toutes réalisées avec l'algorithme de voisinage (*Neighbourhood Algorithm*) développé par Sambridge (1999a) et implémenté pour des applications de proche surface par Wathelet *et al.* (2004) et Wathelet (2008) dans le

16. Pour un modèle simple comportant 180000 cellules environ, le code de modélisation en différences finies développé par Dhemaied *et al.* (2011) permet de calculer un sismogramme synthétique et d'en extraire la dispersion en environ 5 minutes en utilisant un processeur quadri-cœur cadencé à 2.67 GHz. Avec un processeur identique, la technique du propagateur matriciel de Thomson-Haskell permet de calculer plusieurs centaines de courbes de dispersion par minute.

17. L'espace des paramètres représente les gammes de valeurs dans lesquelles les différents paramètres du modèle direct (dans ce cas h, V_P, V_S et ρ) sont autorisés à varier dans chacune des couches.

logiciel DINVER de GEOPSY (disponible sur www.geopsy.org). L'algorithme de voisinage se base sur le découpage de l'espace des paramètres en cellules de Voronoi [18]. À la première itération, n_{s0} modèles sont générés de façon aléatoire à l'intérieur de l'espace des paramètres. Pour chacun des modèles, la valeur de la fonction « coût » ϵ est calculée telle que :

$$\epsilon = \sqrt{\sum_{i=1}^{N_f} \frac{(V_{cal_i} - V_{obs_i})^2}{N_f {\sigma_i}^2}} \,, \tag{1.45}$$

où V_{cal_i} et V_{obs_i} sont les vitesses de phase calculées et observées à chaque échantillon en fréquence f_i, N_f est le nombre d'échantillons en fréquence, et σ_i est l'erreur sur la vitesse de phase associée à chaque échantillon en fréquence.

Les différentes valeurs de ϵ sont ensuite attribuées aux n_{s0} cellules de Voronoi centrées sur chacun des modéles générés, et les n_r meilleures cellules (c.-à-d. les cellules présentant les valeurs de ϵ les plus faibles) sont sélectionnées. n_s/n_r nouveaux modèles sont alors tirés au sort de façon aléatoire dans chacune de ces cellules. Finalement, les n_s nouveaux modèles sont ajoutés aux n_{s0} précédents, et les valeurs de ϵ sont calculées une nouvelle fois pour toutes les cellules. Cette opération est répétée pendant n_{it} itérations jusqu'à obtenir $n_{s0} + (n_s n_{it})$ modèles. Le découpage en cellule de Voronoi permet ainsi d'adapter l'espace des paramètres au cours des différentes itérations, contrairement par exemple à des méthodes de type Monte Carlo qui cherchent les modèles dans un espace des paramètres prédéfinis le long d'une grille (Wathelet, 2008).

En fonction des paramètres n_{it}, n_{s0}, n_s et n_r utilisés, l'algorithme peut se comporter de manière très exploratoire (n_r et n_s élevés) ou au contraire proche des techniques d'optimisation locale (n_{s0} et n_r faibles). L'objectif est de trouver un compromis permettant de générer un nombre suffisamment élevé de modèles qui puissent balayer tout l'espace des paramètres, puis de converger vers les zones les plus probables en évitant d'être bloqué trop rapidement dans un minimum local. Avec plusieurs milliers, voire dizaines de milliers de modèles générés, il est donc primordial d'utiliser un code de calcul direct très rapide et parfaitement optimisé. Dans DINVER, Wathelet *et al.* (2004) utilisent une version optimisée de la technique du propagateur matriciel de Thomson-Haskell (Thomson, 1950 ; Haskell, 1953) modifiée par Dunkin (1965).

Exemple de Dragvoll

Extraction de la dispersion

La couverture élevée du dispositif utilisé sur le site de Dragvoll a permis d'extraire la dispersion des ondes de Rayleigh à partir des enregistrements en ondes P obtenus sur les profils P1 et P2. Pour cela, les techniques avancées de fenêtrage et de sommation introduites par O'Neill *et al.* (2003) ont été utilisées selon les étapes suivantes (Figure 1.25) :

1. sélection de nW traces centrées sur une position donnée le long de la ligne ($Xmid$) ;
2. chargement d'un tir illuminant la portion de nW traces sélectionnées ;
3. fenêtrage des nW traces dans l'enregistrement sélectionné ;
4. transformation du champ d'onde dans le domaine $f - c$ à l'aide de la transformée $p - \omega$;
5. normalisation des amplitudes des images de dispersion obtenues pour chaque fréquence ;
6. répétition des étapes 2 à 5 pour les nS tirs sélectionnés de part et d'autre de la fenêtre d'extraction ;
7. sommation des $2nS$ images de dispersion normalisées et pointé des courbes de dispersion pour chaque mode de propagation identifié sur l'image finale ;

18. Ce découpage consiste à diviser un espace à n_p dimensions en n_c cellules (dites de Voronoi) de façon à ce que chaque modèle à n_p paramètres soit au centre d'une cellule dont la frontière dans les n_p directions se trouve à mi-chemin du modèle voisin dans cette direction.

8. décalage de la fenêtre de dW traces jusqu'au $Xmid$ suivant et répétition des étapes 1 à 7.

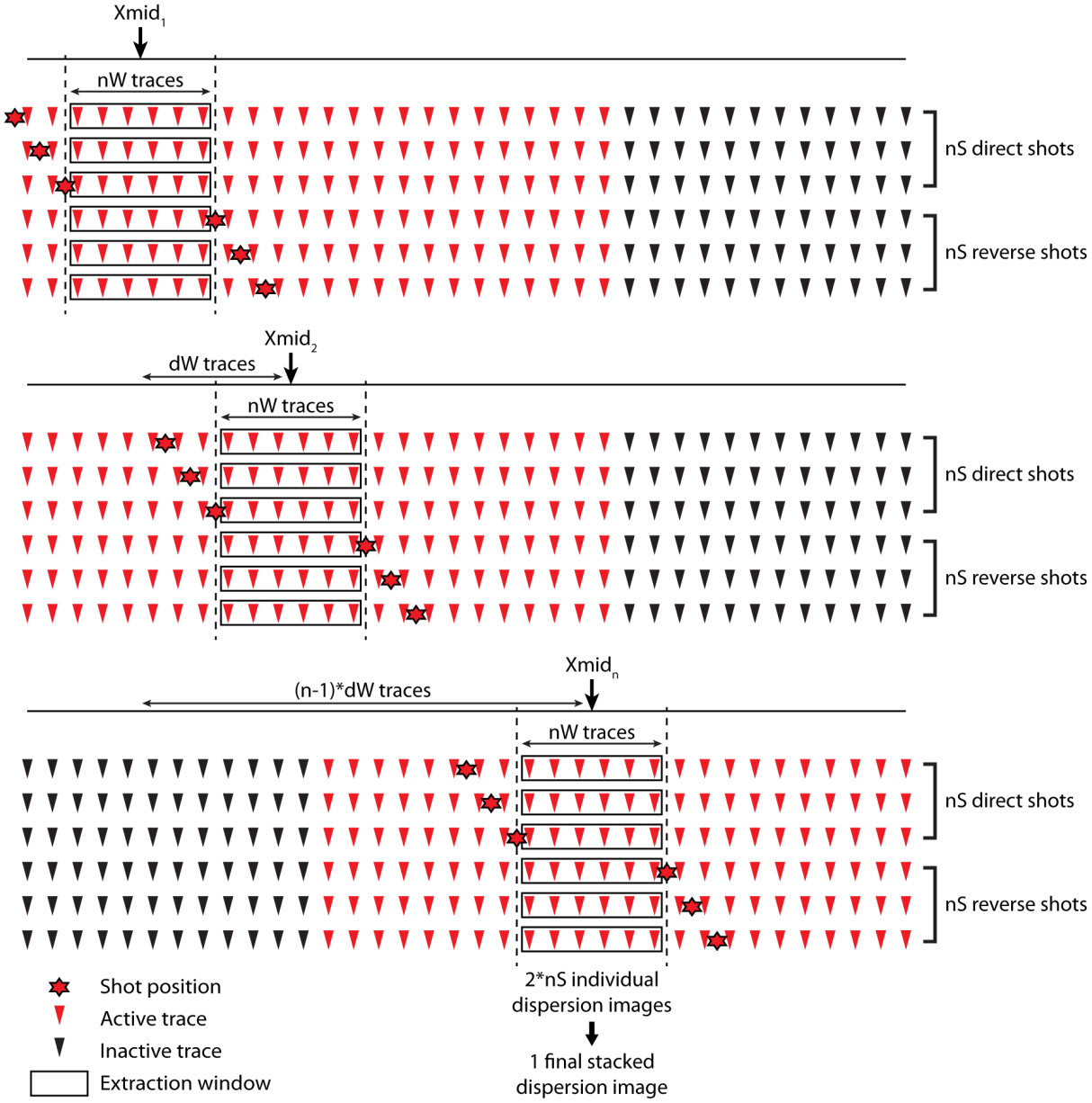


Figure 1.25 : *Schéma simplifié décrivant le processus de fenêtrage et de sommation de la dispersion des ondes de surface à partir d'un dispositif d'acquisition à couverture élevée. (1) Sélection de nW traces centrées sur une position donnée le long de la ligne ($Xmid$). (2) Chargement des nW traces pour nS tirs sélectionnés de part et d'autre de la fenêtre d'extraction. (3) Extraction de la dispersion pour les $2nS$ tirs par transformée $p-\omega$ et normalisation des amplitudes à chaque fréquence. (4) Sommation des $2nS$ images de dispersion normalisées. (5) Décalage de la fenêtre de dW traces jusqu'au $Xmid$ suivant.*

Dans un premier temps, la taille de la fenêtre optimale est déterminée par essai-erreur en cherchant un compromis permettant de garder une profondeur d'investigation et une résolution spectrale suffisantes pour identifier les différents modes de propagation (taille de fenêtre élevée), tout en gardant une résolution latérale et une longueur de profil à même d'imager les variations latérales (taille de fenêtre réduite). La dispersion a ainsi été extraite avec six fenêtres de taille croissante ($nW = 11$, 21, 31, 41, 51 et 61) à partir du tir direct le plus proche de chaque fenêtre.

La Figure 1.26 présente l'exemple obtenu pour $Xmid = 35$ m. Dans le cas des fenêtres $nW = 11$ (Figure 1.26a), $nW = 21$ (Figure 1.26b) et $nW = 31$ (Figure 1.26c), les images de dispersion montrent des modes de propagation mal définis et difficilement identifiables. L'image de dispersion obtenue pour la fenêtre $nW = 41$ (Figure 1.26d) présente des maxima qui semblent correspondre à deux modes de propagation distincts. Enfin, les fenêtres $nW = 51$ (Figure 1.26e) et $nW = 61$ (Figure 1.26f) présentent un maximum unique correspondant probablement à la superposition de plusieurs modes mal différenciés en raison d'une taille de fenêtre trop élevée.

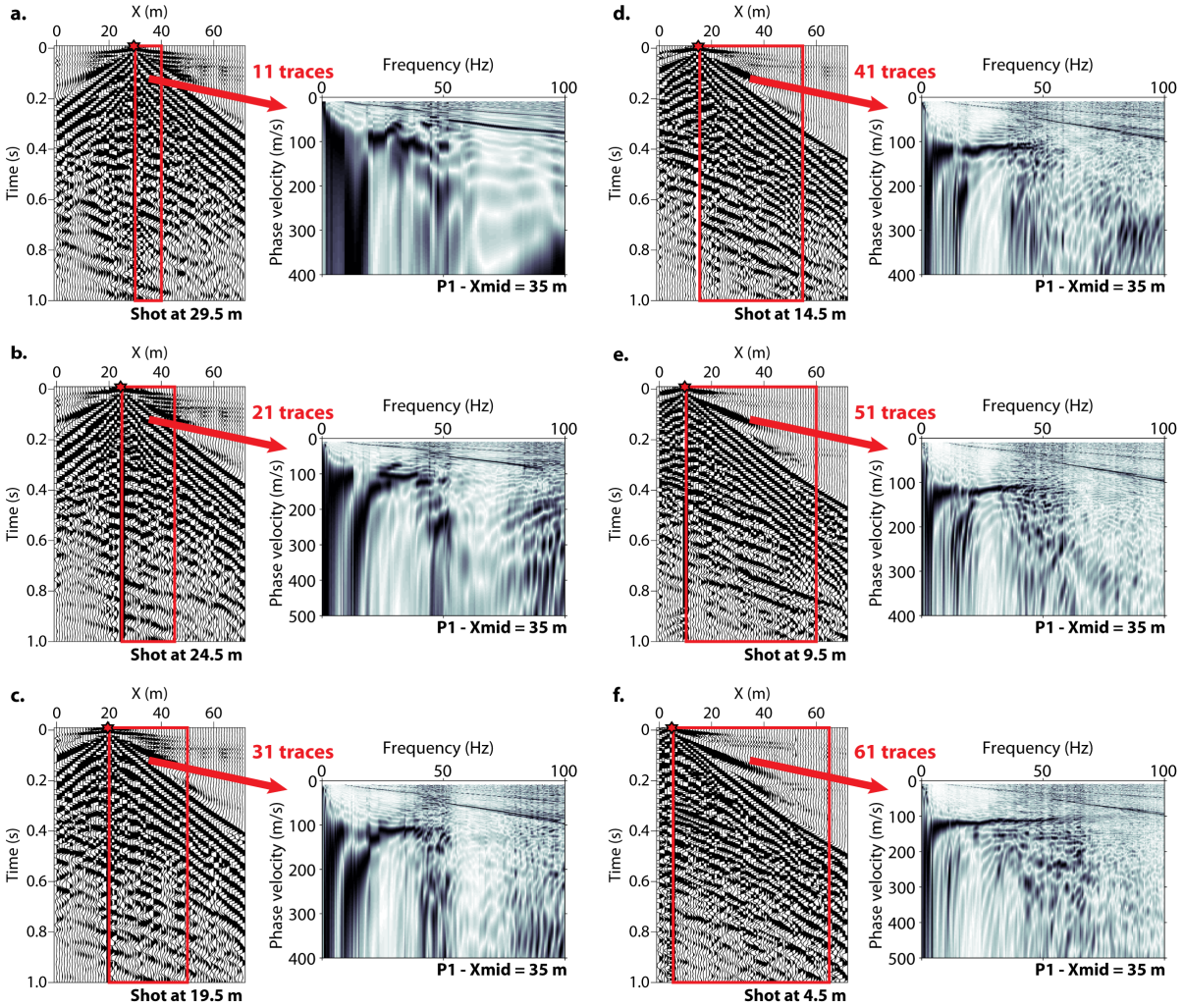


Figure 1.26 : *Extraction de la dispersion pour plusieurs tailles de fenêtre à partir du tir direct le plus proche de chaque fenêtre. Les fenêtres sont toutes centrées sur $Xmid = 35m$. (a) Fenêtre de 11 traces ($nW = 11$). (b) Fenêtre de 21 traces ($nW = 21$). (c) Fenêtre de 31 traces ($nW = 31$). (d) Fenêtre de 41 traces ($nW = 41$). (e) Fenêtre de 51 traces ($nW = 51$). (f) Fenêtre de 61 traces ($nW = 61$).*

Sur la base de ces résultats, nous avons utilisé une fenêtre d'extraction de 41 traces ($nW = 41$), large de 40 m. La dispersion a été extraite à partir de trois tirs ($nS = 3$) de chaque côté de la fenêtre, puis sommée afin d'augmenter le rapport signal sur bruit. La sommation permet d'atténuer les effets d'*offset* proche tout en gardant le contenu haute fréquence présent dans les premières traces. L'utilisation de tirs réalisés de part et d'autre de la fenêtre permet également de vérifier l'hypothèse 1D et de lisser les éventuelles variations latérales (Bodet *et al.*, 2005 ; Boiero et Socco, 2010).

Sur l'exemple présenté Figure 1.27 ($Xmid = 35$ m), les images de dispersion obtenues d'un même côté du dispositif sont très similaires, alors que celles obtenues de part et d'autre du dispositif présentent de faibles différences, traduisant de lègères variations latérales entre les deux extrémités de la fenêtre d'extraction. Ces différences demeurant malgré tout très faibles, la sommation a été considérée comme acceptable dans le cadre de l'hypothèse 1D. Sur l'image de dispersion finale, l'effet de cette sommation a permis d'améliorer légèrement le rapport signal sur bruit. Les données de dispersion ont ensuite été extraites pour cinq points milieu ($Xmid$) espacés régulièrement [19] en déplaçant la fenêtre le long de la ligne.

Les images de dispersion finales obtenues le long de P1 (Figure 1.28a, $Xmid = 22$ m ; Figure 1.28d, $Xmid = 48$ m ; Figure 1.28g, $Xmid = 73$ m) sont de bonne qualité et montrent de faibles variations latérales. Le processus de sommation a permis d'améliorer la qualité des images de dispersion obtenues. Une légère augmentation du niveau de bruit reste cependant visible à la fin du profil (Figure 1.28g, $Xmid = 73$ m). Un maximum de très forte amplitude est clairement visible sur chacune des images de dispersion, avec une vitesse de phase diminuant légèrement avec la fréquence (de 175 à 125 m/s). Cependant, ce maximum ne semble pas correspondre à un unique mode de propagation, mais plutôt à la superposition de plusieurs modes proches. Pour faciliter l'identification des modes en présence d'un tel caractère « effectif », nous nous sommes appuyés sur des inversions préliminaires et des résultats de modélisation directe par essai-erreur basés sur les connaissances géologiques *a priori* et les résultats de tomographie sismique. Cette approche a permis de faire ressortir sur chaque image de dispersion un « saut de mode » autour de 20 Hz dans le mode fondamental, confirmant la présence de modes superposés. Ces caractéristiques spécifiques ont déjà été observées par de nombreux auteurs (Forbriger, 2003a,b ; O'Neill et Matsuoka, 2005) et sont probablement dues à la présence conjuguée d'une couche mince de faible vitesse en surface (tourbe) et d'un gradient de vitesse en profondeur (*quick clays*).

Les images de dispersion extraites le long de P2 (Figure 1.29a, $Xmid = 22$ m ; Figure 1.29d, $Xmid = 48$ m ; Figure 1.29g, $Xmid = 73$ m) sont très similaires à celles observées le long de P1. La dispersion présente toujours un fort caractère effectif avec un saut de mode clairement visible autour de 20 Hz. Les variations latérales des images de dispersion sont mineures, avec malgré tout une légère augmentation de la vitesse de phase du mode fondamental à basse fréquence pour $Xmid = 73$ m.

Finalement, seul le mode fondamental (mode 0) a pu être clairement identifié et pointé pour chaque $Xmid$ le long des deux profils. Les courbes de dispersion ont été extraites avec leurs erreurs associées définies à partir des équations 1.43 et 1.44 pour P1 (Figure 1.28b, $Xmid = 22$ m ; Figure 1.28e, $Xmid = 48$ m ; Figure 1.28h, $Xmid = 73$ m) et P2 (Figure 1.29b, $Xmid = 22$ m ; Figure 1.29e, $Xmid = 48$ m ; Figure 1.29h, $Xmid = 73$ m). Suivant les recommandations de Bodet (2005) et Bodet *et al.* (2009), les pointés des courbes de dispersion n'ont pas été extraits en dessous d'une fréquence limite (f_{lim}), atteinte lorsque l'amplitude spectrale du sismogramme devient inférieure à -26 dB. La longueur d'onde maximum correspondante (λ_{max}) a également été extraite comme un indicateur de la profondeur d'investigation. Les courbes de dispersion étant ensuite inversées pour un modèle de vitesse en profondeur, un échantillonnage en longueur d'onde a été choisi afin d'obtenir un observable du même ordre de grandeur que la profondeur. Cette discrétisation permet ainsi de ne pas accorder trop de poids aux échantillons à hautes fréquences qui ne concernent qu'une faible épaisseur du milieu en surface.

19. Dans la suite de cette section, les étapes intermédiaires de traitement ne sont illustrées que pour les positions $Xmid = 22$ m, $Xmid = 48$ m et $Xmid = 73$ m afin d'alléger le manuscrit.

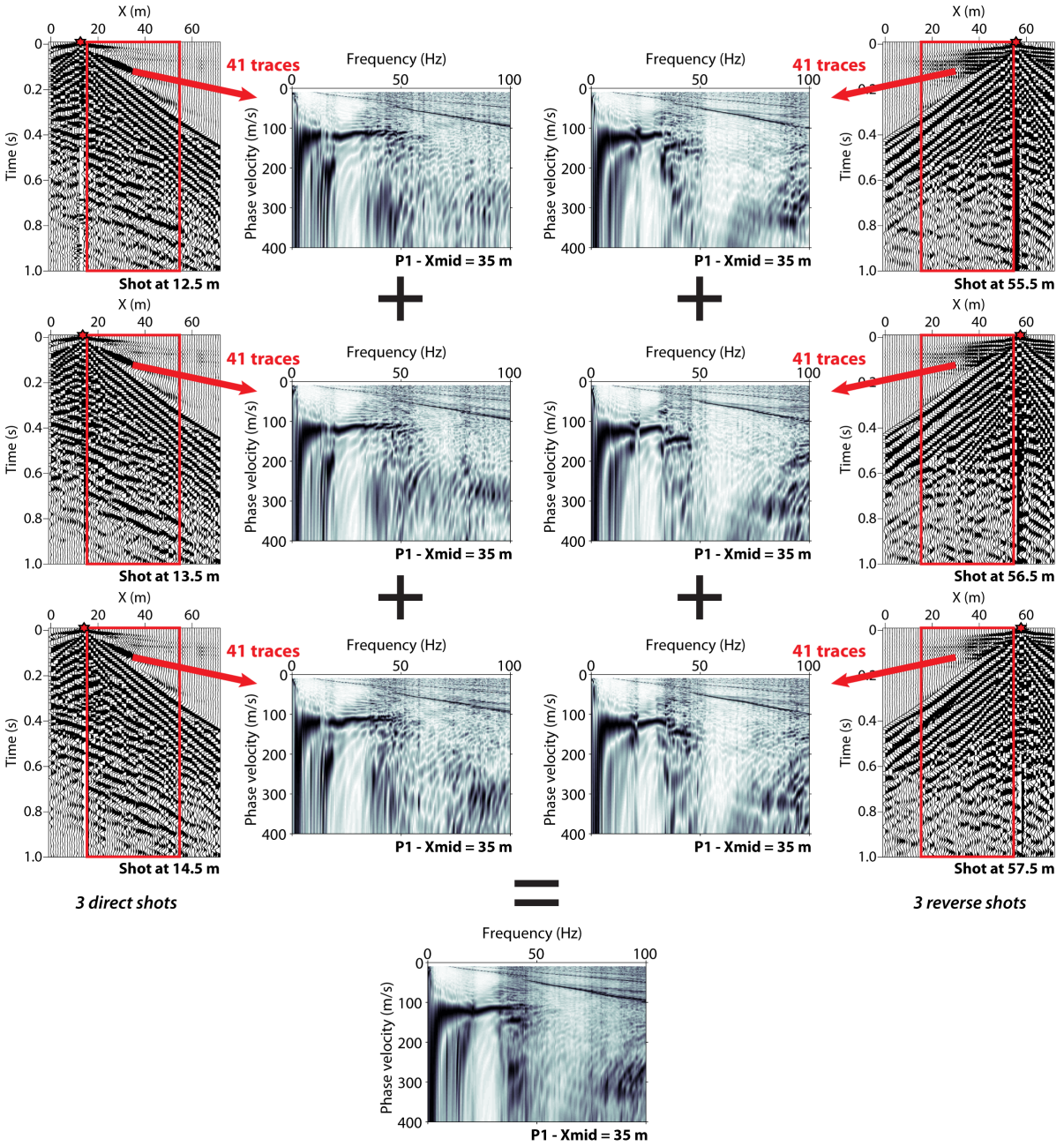


Figure 1.27 : *Illustration du principe d'extraction de la dipersion grâce aux techniques de fenêtrage et de sommation. Ici le point milieu $Xmid = 35$ m du profil P1 est sélectionné avec une fenêtre de 41 traces. Les six tirs les plus proches (trois de chaque côté) illuminant la fenêtre sont chargés, et le champ d'onde des 41 traces correspondantes est transformé dans le domaine $f - c$ grâce à la transformée $p - \omega$. Les six images de dispersion obtenues sont finalement sommées pour obtenir une image finale dite stackée.*

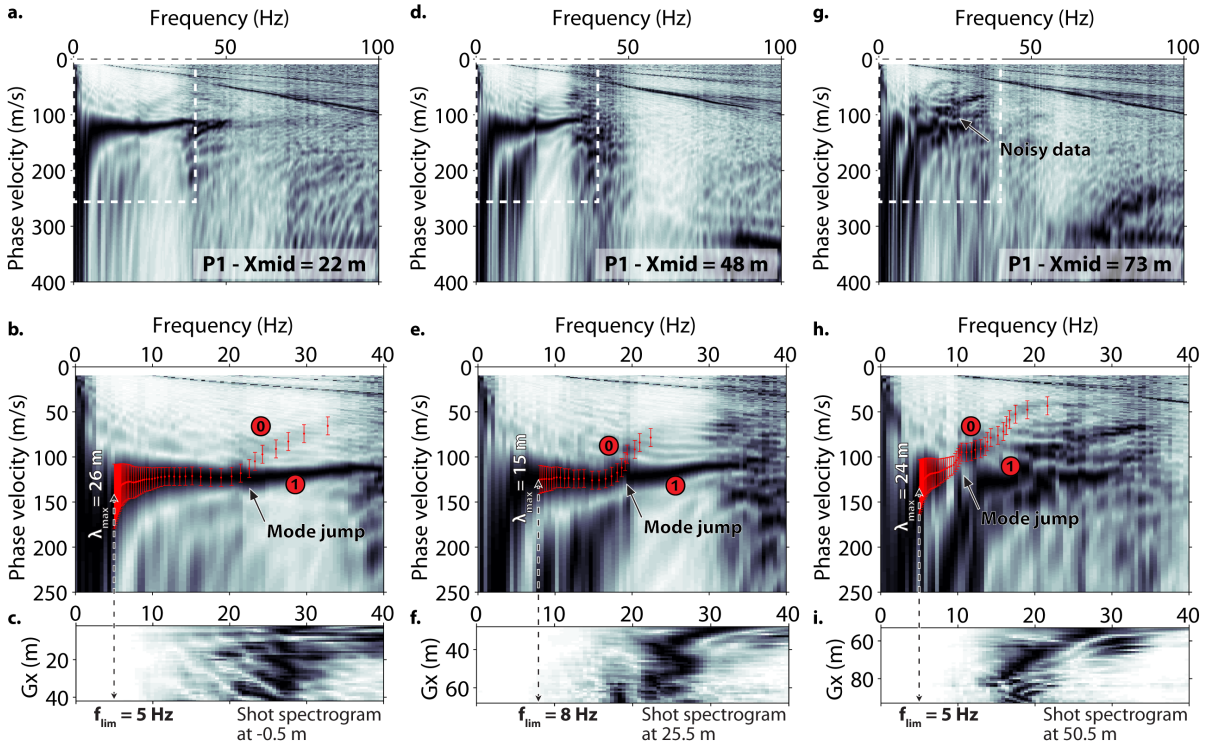


Figure 1.28 : *(a) Image de dispersion finale obtenue avec une fenêtre de 41 traces au point milieu $Xmid = 22$ m le long du profil P1. Cette image est la somme des 6 images obtenues à partir de 3 tirs de chaque côté de la fenêtre d'extraction. (b) Zoom sur l'image de dispersion finale et les pointés correspondant au mode fondamental (0, en rouge). Le saut de mode séparant le mode fondamental du premier mode supérieur (1) est pointé par une flèche noire. (c) Spectrogramme des 41 traces extraites du tir direct le plus éloigné de la fenêtre. La fréquence limite (f_{lim}) correspond au seuil où l'amplitude spectrale du sismogramme devient inférieure à -26 dB. Cette fréquence permet de limiter la longueur d'onde maximum pointée (λ_{max}). (d), (e) et (f) $Xmid = 48$ m. (g), (h) et (i) $Xmid = 73$ m.*

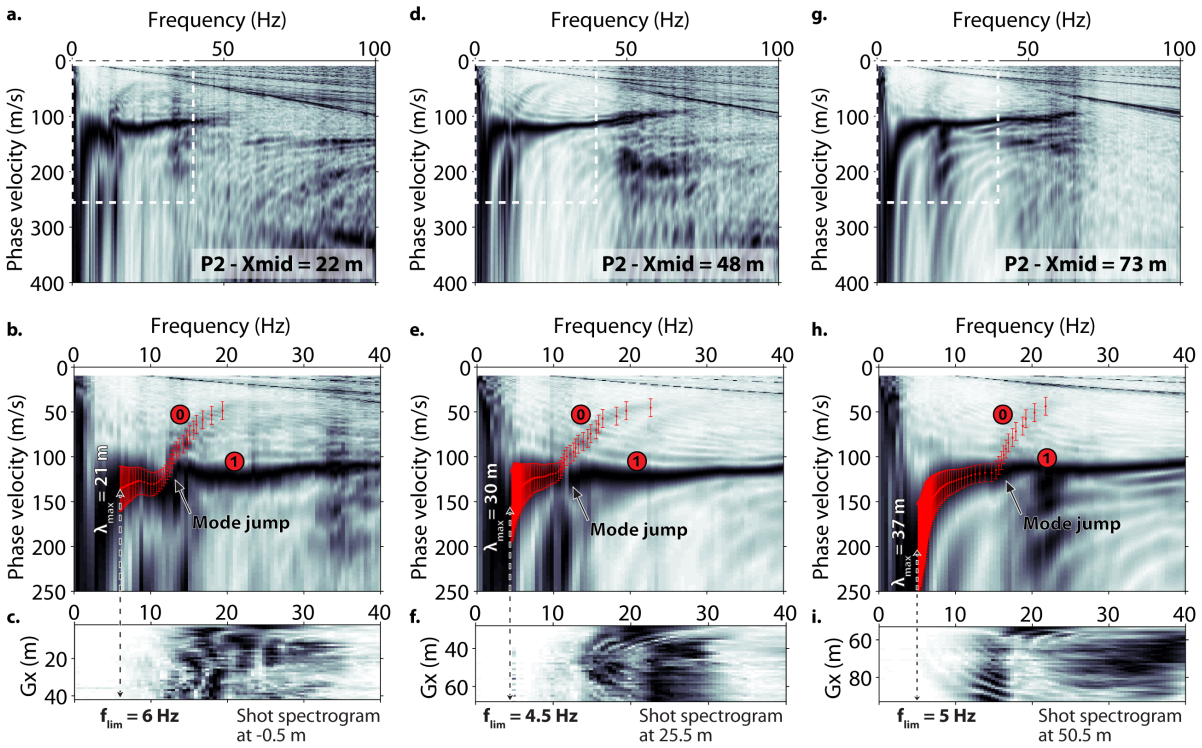


Figure 1.29 : *(a) Image de dispersion finale obtenue avec une fenêtre de 41 traces au point milieu $Xmid = 22$ m le long du profil P2. Cette image est la somme des 6 images obtenues à partir de 3 tirs de chaque côté de la fenêtre d'extraction. (b) Zoom sur l'image de dispersion finale et les pointés correspondant au mode fondamental (0, en rouge). Le saut de mode séparant le mode fondamental du premier mode supérieur (1) est pointé par une flèche noire (c) Spectrogramme des 41 traces extraites du tir direct le plus éloigné de la fenêtre. La fréquence limite (f_{lim}) correspond au seuil où l'amplitude spectrale du sismogramme devient inférieure à -26 dB. Cette fréquence permet de limiter la longueur d'onde maximum pointée (λ_{max}). (d), (e) et (f) $Xmid = 48$ m. (g), (h) et (i) $Xmid = 73$ m.*

La superposition des courbes de dispersion pointées pour les différents $Xmid$ le long de P1 (Figure 1.30a) montre un décalage du saut de mode entre le début et la fin du profil (de plus de 20 Hz pour $Xmid = 22$ m à moins de 10 Hz pour $Xmid = 73$ m). Ce décalage correspond à une augmentation de l'épaisseur de la couche de tourbe vers le sud-ouest. Les courbes de dispersion pointées le long de P2 (Figure 1.30b) sont latéralement similaires, avec un faible décalage du saut de mode vers 17 Hz pour $Xmid = 73$ m (visible autour de 12 Hz pour les autres $Xmid$). Une augmentation de la vitesse de phase à basse fréquence (<10 Hz) peut également être observée pour $Xmid = 73$ m, correspondant probablement à l'influence du socle granitique presque affleurant dans cette partie du site. Enfin, la comparaison des courbes de dispersion obtenues à $Xmid = 48$ m et $Xmid = 59$ m sur P1 avec celle pointée à $Xmid = 22$ m sur P2 est en accord avec l'hypothèse d'un milieu 1D (P1 et P2 se croisent respectivement à $x_1 = 52$ m and $x_2 = 12$ m). En effet, les courbes de dispersion ne montrent que de faibles variations de la fréquence du saut de mode, et ont des vitesses de phase à basse fréquence quasiment identiques (Figure 1.30c).

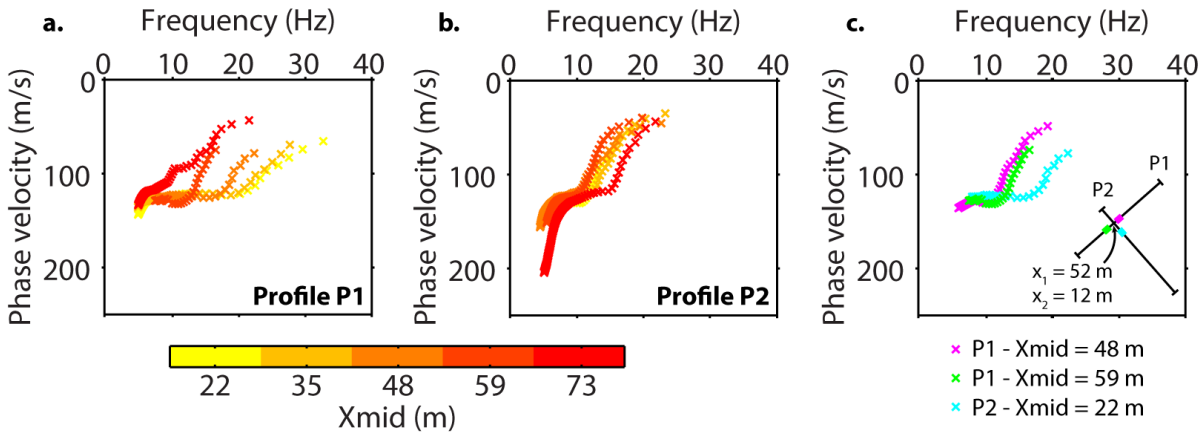


Figure 1.30 : *Courbes de dispersion pointées manuellement le long des profils P1 (a) et P2 (b). (c) Courbes de dispersion pointées pour des Xmid proches de l'intersection entre P1 et P2.*

Inversion de la dispersion

En faisant l'hypothèse d'un milieu 1D sous chaque fenêtre d'extraction, nous avons réalisé pour chaque $Xmid$ une inversion 1D des courbes de dispersion pointées. À chaque position, 3 séries d'inversion ont été effectuées avec l'algorithme de voisinage en utilisant les paramètres suivants : $n_{it} = 200$; $n_{s0} = 50$; $n_s = 50$ et $n_r = 50$. Les 60300 modèles obtenus ont été générés dans un espace des paramètres présentant 2 couches (divisées en 10 sous-couches suivant une loi d'augmentation de vitesse linéaire avec la profondeur) sur un demi-espace. La profondeur maximale du demi-espace a été fixée à 20 m, correspondant globalement à 50 % de la longueur d'onde maximum observée et à la moitié de la taille de la fenêtre d'extraction (comme recommandé par O'Neill (2003) et Bodet *et al.* (2005, 2009)). Pendant le processus d'inversion, les vitesses V_S ont été autorisées à varier entre 10 et 500 m/s, alors que les vitesses V_P pouvaient varier de 10 à 3000 m/s. L'influence des vitesses V_P sur la dispersion est cependant très faible, et seules les vitesses V_S peuvent être interprétées après l'inversion. La masse volumique, d'influence encore plus faible, a été fixée à 1800 kg/m^3. Les modèles inclus dans les barres d'erreur ont ensuite été sélectionnés comme proposé par Endrun *et al.* (2008) et utilisés pour construire un modèle moyen de V_S associé à chaque $Xmid$ (Figure 1.31 pour P1 et Figure 1.32 pour P2).

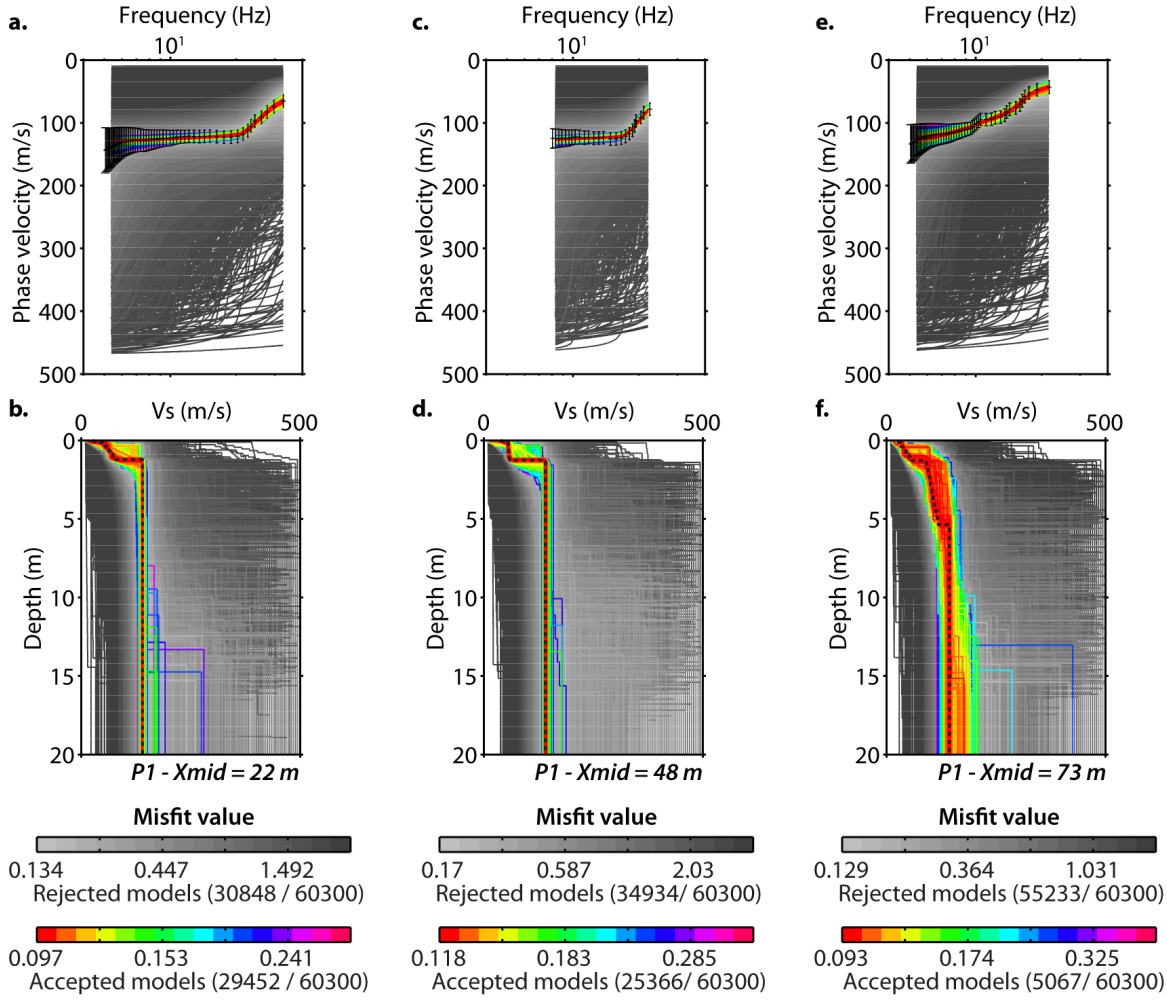


Figure 1.31 : *Inversions 1D des données de dispersion (barres d'erreur noires sur (a), (c) et (e)) extraites des images de dispersion finales obtenues le long de P1 pour $Xmid = 22$ m (a), $Xmid = 48$ m (c) et $Xmid = 73$ m (e) avec l'algorithme de voisinage. Les modèles obtenus sont représentés pour les 3 points milieu respectivement en (b), (d) et (f). Les modèles rejetés (au moins un échantillon des courbes de dispersion théoriques calculées à partir de ces modèles est à l'extérieur des barres d'erreur) sont représentés en fonction de leur misfit avec une échelle de gris. Les modèles acceptés (tous les échantillons des courbes de dispersion théoriques calculées à partir de ces modèles sont inclus dans les barres d'erreur) sont représentés en fonction de leur misfit avec une échelle de couleur. La moyenne de chaque paramètre pour tous les modèles acceptés a permis de construire un modèle de vitesse moyen associé avec le Xmid correspondant (ligne pointillée noire sur (b), (d) et (f)).*

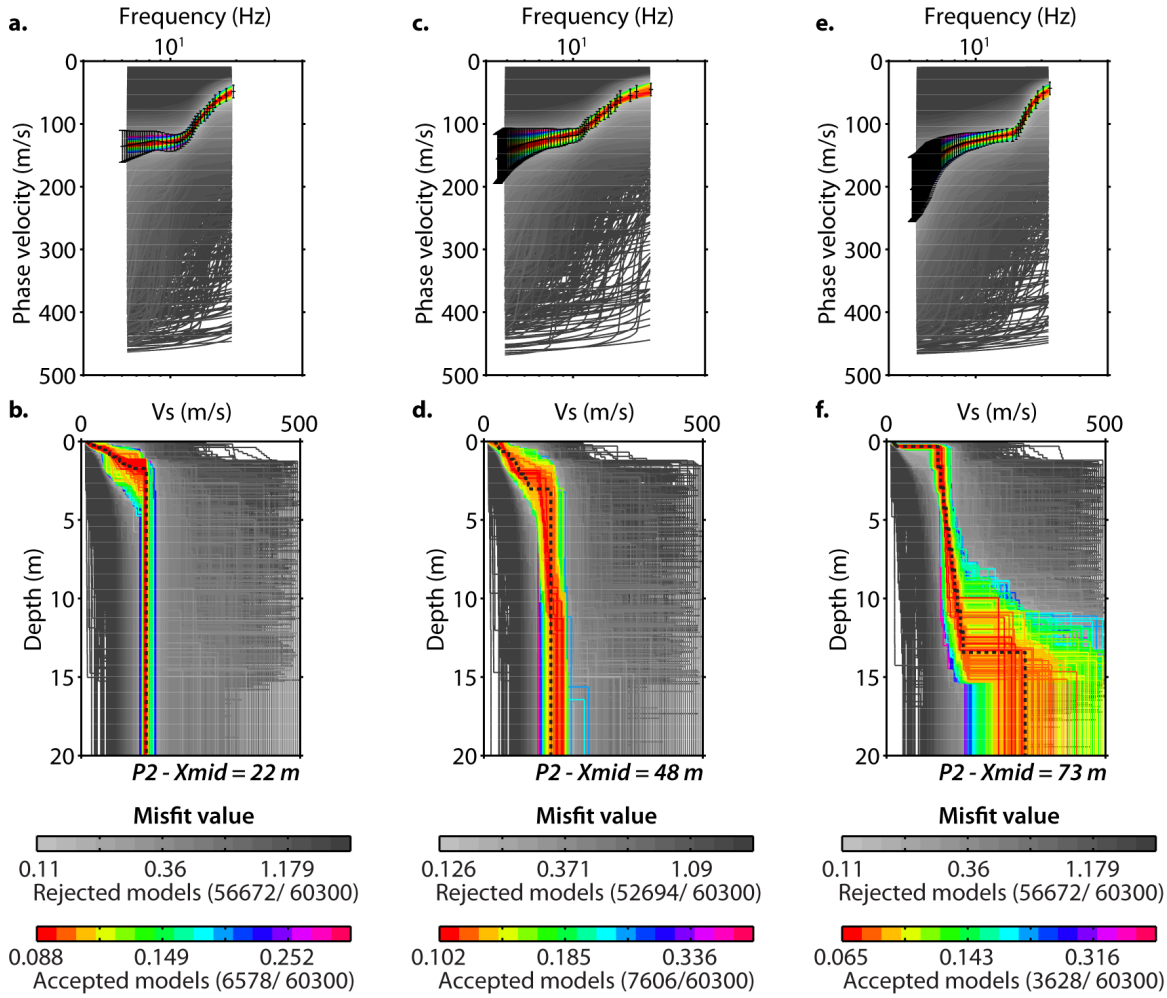


Figure 1.32 : *Inversions 1D des données de dispersion (barres d'erreur noires sur (a), (c) et (e)) extraites des images de dispersion finales obtenues le long de P2 pour $Xmid = 22$ m (a), $Xmid = 48$ m (c) et $Xmid = 73$ m (e) avec l'algorithme de voisinage. Les modèles obtenus sont représentés pour les 3 points milieu respectivement en (b), (d) et (f). Les modèles rejetés (au moins un échantillon des courbes de dispersion théoriques calculées à partir de ces modèles est à l'extérieur des barres d'erreur) sont représentés en fonction de leur misfit avec une échelle de gris. Les modèles acceptés (tous les échantillons des courbes de dispersion théoriques calculées à partir de ces modèles sont inclus dans les barres d'erreur) sont représentés en fonction de leur misfit avec une échelle de couleur. La moyenne de chaque paramètre pour tous les modèles acceptés a permis de construire un modèle de vitesse moyen associé à chaque $Xmid$ (ligne pointillée noire sur (b), (d) et (f)).*

Comparaison des modèles de V_S

Les modèles 1D moyens de V_S obtenus par inversion de la dispersion (V_S^{sw}) ont été superposés au modèles de V_S obtenus par inversion tomographique (V_S^{tomo}) le long de P1 (Figure 1.33a) et de P2 (Figure 1.33b). La profondeur maximale d'investigation, définie par la profondeur maximum du demi-espace fixée pour toutes les inversions 1D (20 m), est comparée à la moitié de la longueur d'onde maximale observée pour chaque *Xmid* (trait noir). Ce critère est en effet régulièrement utilisé comme indicateur de la profondeur d'investigation. Quel que soit le critère utilisé ici, la profondeur d'investigation des inversions 1D de la dispersion est systématiquement plus de 1.5 fois supérieure à celle des modèles tomographiques. Sur le profil P1 (Figure 1.33a), un épaississement de la couche de tourbe vers le sud-ouest peut être observé sur V_S^{sw} et V_S^{tomo}, avec néanmoins des contours plus nets sur les modèles V_S^{sw}. La couche de *quick clays* est également détectée, avec un gradient de vitesse et une épaisseur mal définis en raison de la profondeur trop élevée du socle granitique (présent à environ 40 m de profondeur dans cette partie du site). Le long de P2 (Figure 1.33b), un comportement similaire peut être observé dans la partie nord-ouest du profil avec une fine couche de tourbe bien délimitée en surface surplombant une couche de *quick clays* mal contrainte en profondeur. Dans la partie sud-est du profil, la remontée du socle granitique est clairement visible sur le modèle de vitesse V_S^{sw} avec l'apparition d'une couche de vitesse plus élevée (entre 300 et 350 m/s) à environ 15 m de profondeur. La présence de cette couche plus rapide permet de mieux contraindre le gradient de vitesse à l'intérieur des *quick clays* et leur épaisseur.

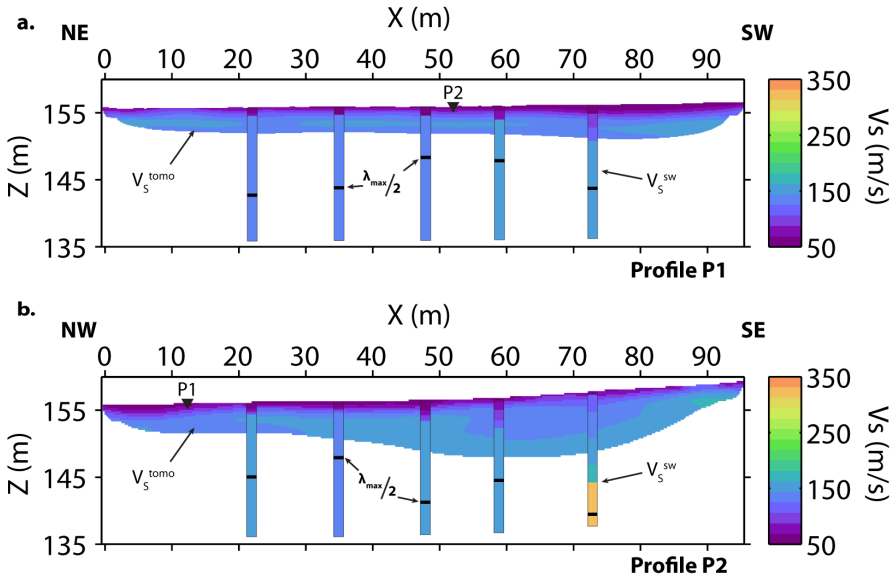


Figure 1.33 : *Modèles 1D de V_S obtenus par inversion de la dispersion (V_S^{sw}) superposés au modèle tomographique (V_S^{tomo}). (a) Profil P1. (b) Profil P2. La moitié de la longueur d'onde maximum observée (λ_{max}) pour chaque Xmid est représentée par un trait noir et permet d'estimer la profondeur d'investigation.*

Afin de contrôler la qualité des inversions, les courbes de dispersion théoriques ont été calculées à partir des modèles 1D de V_S obtenus le long de P1 (Figures 1.34a, 1.34c et 1.34e) et de P2 (Figures 1.35a, 1.35c et 1.35e) par inversion de la dispersion (V_S^{sw}, en rouge). Pour chaque *Xmid*, les courbes de dispersion théoriques ont également été calculées à partir des modèles 1D de V_S extraits du modèle tomographique (V_S^{tomo}, en vert). Ces courbes de dispersion ont été représentées sur les images de dispersion obtenues le long de P1 (Figures 1.34b, 1.34d et 1.34f) et de P2 (Figures 1.35b, 1.35d et 1.35f). Les courbes de dispersion calculées à partir de V_S^{sw} (en

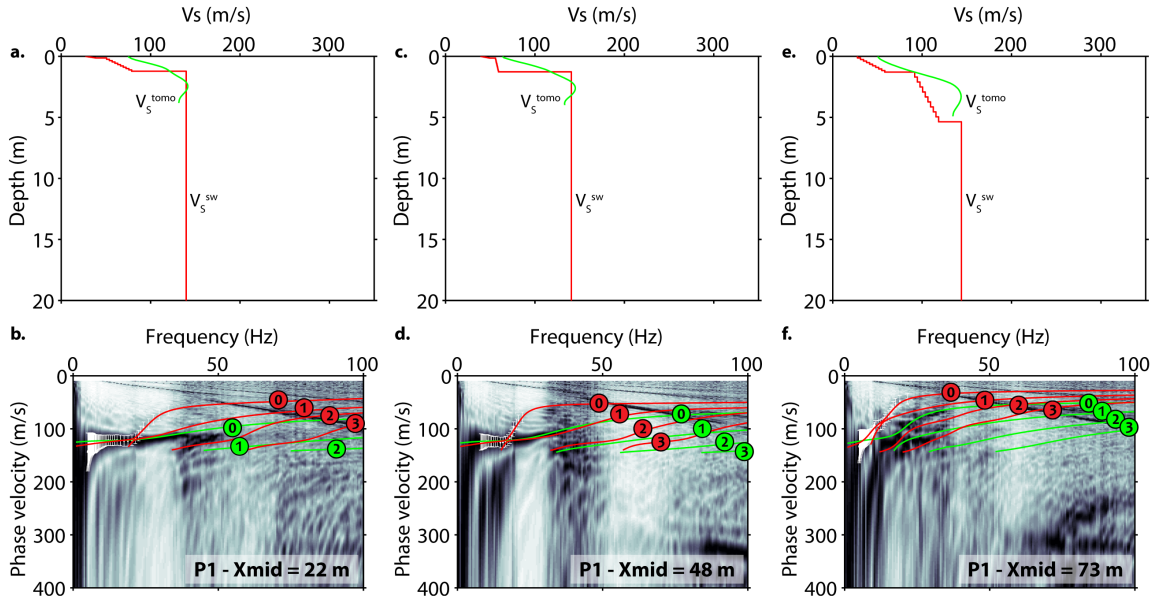


Figure 1.34 : *Modèles 1D de V_S^{sw} (en rouge) et de V_S^{tomo} (en vert) extraits le long du profil P1 pour $Xmid = 22$ m (a), $Xmid = 48$ m (c) et $Xmid = 73$ m (e). Les images de dispersion obtenues sont représentées pour les 3 points milieu respectivement en (b), (d) et (f), avec les courbes de dispersion théoriques calculées à partir de V_S^{sw} (en rouge) et de V_S^{tomo} (en vert) pour le mode fondamental (0) et 3 modes supérieurs (1 à 3). Les courbes de dispersion pointées correspondant au mode fondamental sont représentées avec leurs barres d'erreur en blanc.*

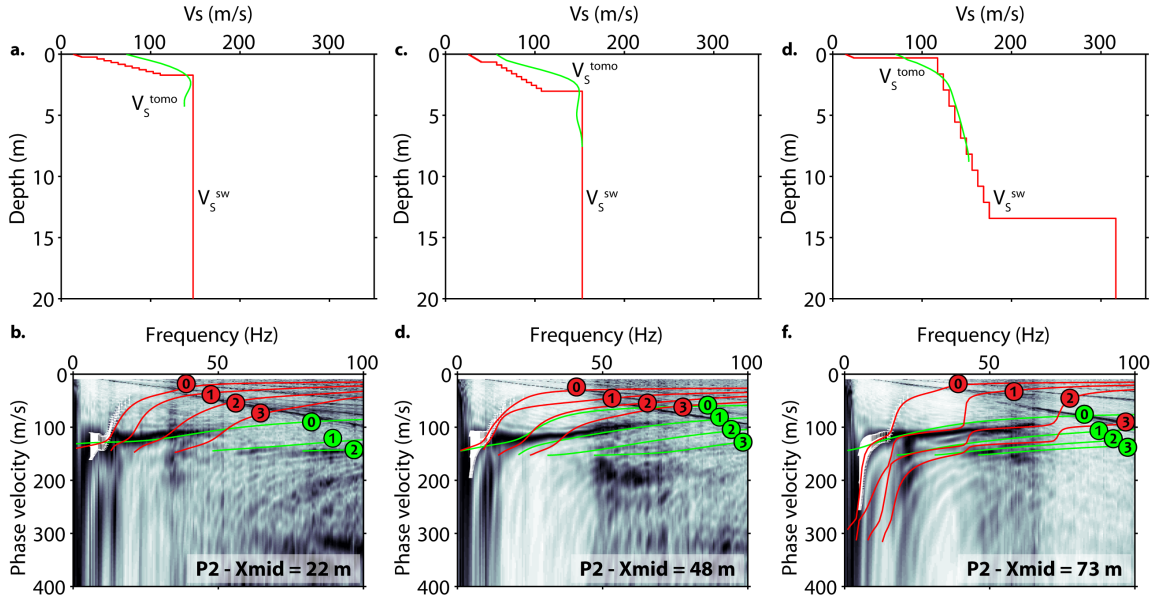


Figure 1.35 : *Modèles 1D de V_S^{sw} (en rouge) et de V_S^{tomo} (en vert) extraits le long du profil P2 pour $Xmid = 22$ m (a), $Xmid = 48$ m (c) et $Xmid = 73$ m (e). Les images de dispersion obtenues sont représentées pour les 3 points milieu respectivement en (b), (d) et (f), avec les courbes de dispersion théoriques calculées à partir de V_S^{sw} (en rouge) et de V_S^{tomo} (en vert) pour le mode fondamental (0) et 3 modes supérieurs (1 à 3). Les courbes de dispersion pointées correspondant au mode fondamental sont représentées avec leurs barres d'erreur en blanc.*

rouge) sont en très bon accord avec les maxima cohérents observés sur les images de dispersion. La courbe de dispersion théorique du mode fondamental (0) suit parfaitement les pointés dans les barres d'erreur (en blanc), validant le modèle moyen obtenu. De plus, les modes supérieurs (de 1 à 3) sont bien séparés et sont clairement en accord avec des zones impossibles à différencier directement sur l'image de dispersion. De plus, on peut noter que les courbes de dispersion du mode fondamental (0) calculées à partir de V_S^{tomo} (en vert) sont cohérentes avec les maxima des modes successifs, décrivant ainsi une dispersion dite « effective ». Cette dispersion effective permet de décrire le gradient de vitesse dans les *quick clays*, mais masque l'effet de la couche de tourbe présente en surface.

1.3 Conclusions

Grâce à leurs comportements différents en présence de fluide, l'étude conjointe des vitesses V_P et V_S peut s'avèrer particulièrement utile pour la caractérisation des réservoirs hydrologiques. Une méthodologie d'acquisition simple et rapide (source sismique et collection de capteurs) est mise en œuvre pour enregistrer simultanément les premières arrivées des ondes P et la dispersion des ondes de surface, et estimer à la fois V_P et V_S. Les vitesses V_P sont obtenues de façon classique grâce à la tomographie de temps d'arrivée, en utilisant les propriétés de réfraction des ondes de volume aux interfaces entre des milieux aux propriétés différentes. Par ailleurs, les techniques de transformation du champ d'onde autorisent une évaluation du caractère dispersif des ondes de surface parcourant le milieu. L'utilisation des outils avancées d'extraction de la dispersion (fenêtrage spatial, sommation) permet de caractériser les variations latérales des propriétés dispersives. L'inversion de cette dispersion par l'algorithme de voisinage fournit plusieurs modèles 1D de vitesse V_S répartis le long du profil. Un contrôle systématique des résultats au cours du processus d'inversion permet de garantir la qualité des modèles de vitesse obtenus par les deux méthodes.

Les résultats obtenus sur le site de Dragvoll confirment l'efficacité de cette méthodologie dans un milieu complètement saturé, présentant de faibles variations latérales et de forts contrastes de vitesse en profondeur. Les modèles de V_S obtenus par analyse de la dispersion et par tomographie en ondes SH présentent des caractéristiques similaires, malgré une profondeur d'investigation et une résolution latérale en surface plus faibles pour le modèle issu de la tomographie. De plus, le recalcul de la dispersion [20] s'avère être un bon outil de vérification *a posteriori* des résultats d'inversion obtenus par les deux méthodes, surtout en présence de fortes incertitudes sur l'identification des modes supérieurs.

20. Par « recalcul », on entend le calcul des courbes de dispersion théoriques à partir des modèles de V_S obtenus par analyse de la dispersion des ondes de surface et tomographie en ondes SH, et leur superposition sur les images de dispersion extraites des enregistrements sismiques.

Chapitre 2
Caractérisation des variations latérales du rapport V_P/V_S

Sommaire

2.1 Introduction . . . 59
2.2 Site description and data acquisition . . . 61
2.2.a Geological setting . . . 61
2.2.b Previous geophysical results . . . 62
2.2.c Seismic acquisition . . . 64
2.3 Traveltime tomography . . . 66
2.3.a Traveltime data . . . 66
2.3.b Tomography inversion . . . 67
2.4 Surface-wave profiling . . . 69
2.4.a Extraction of dispersion . . . 69
2.4.b Inversion . . . 71
2.5 Qualitative comparison of velocity models and resulting V_P/V_S . . . 74
2.6 Discussion and conclusions . . . 76

Dans le chapitre précédent, nous avons développé une méthodologie permettant d'estimer les vitesses V_P et V_S à partir d'un dispositif d'acquisition sismique unique, en utilisant conjointement tomographie en ondes P et inversion de la dispersion des ondes de surface. La mise en place de cette méthodologie dans un milieu quasi-1D complètement saturé et présentant de faibles vitesses de cisaillement a fourni des résultats cohérents avec les informations géologiques *a priori*. Ce nouveau chapitre correspond à un article soumis à *Near Surface Geophysics* en 2014 (Pasquet *et al.*, révisions mineures requises-b) dans lequel nous proposons la mise en application de cette méthodologie dans un milieu fortement hétérogène afin de caractériser de manière systématique les variations latérales du rapport V_P/V_S.

L'introduction apporte une vue d'ensemble sur l'utilisation du rapport V_P/V_S dans les différentes disciplines des géosciences, depuis la sismologie jusqu'à la caractérisation de la proche surface. Les méthodes sismiques permettant d'estimer les vitesses V_P et V_S en contexte superficiel et leurs limites inhérentes y sont une nouvelle fois présentées. Les objectifs de l'étude et la méthodologie mise en place sont finalement décrits dans le contexte du site expérimental de Plœmeur (Morbihan). Le corps de l'article apporte plus de détails sur le contexte géologique et hydrogéologique du site expérimental et décrit les résultats obtenus lors de précédentes campagnes géophysiques. La méthodologie d'acquisition des données sismiques, l'inversion tomographique des temps d'arrivée des ondes P et SH, et l'analyse de la dispersion des ondes de surface y sont ensuite présentées, reprenant la structure détaillée dans le chapitre précédent. L'accent est notamment mis sur l'utilisation des techniques avancées d'extraction des variations latérales de la dispersion et de leur inversion, dans le but d'obtenir une pseudo-section 2D de V_S le long du profil. Après validation des modèles V_S à l'aide des outils décrits précédemment, les rapports V_P/V_S sont calculés à partir des deux modèles de V_S et du modèle de V_P. Pour finir, la discussion et les conclusions mettent particulièrement l'accent sur la capacité des ondes de surface à décrire les variations latérales de V_S et sur les problèmes de compatibilité entre les différents modèles de vitesse.

2D characterisation of near-surface V_P/V_S: surface-wave dispersion inversion *versus* refraction tomography

Sylvain Pasquet[1,2,3], Ludovic Bodet[1,2,3], Laurent Longuevergne[4], Amine Dhemaied[5], Christian Camerlynck[1,2,3], Fayçal Rejiba[1,2,3] and Roger Guérin[1,2,3]

Near Surface Geophysics, minor revisions requested

[1] *Sorbonne Universités, UPMC Univ Paris 06, UMR 7619 METIS, F-75005 Paris, France*
[2] *CNRS, UMR 7619 METIS, F-75005 Paris, France*
[3] *EPHE, UMR 7619 METIS, F-75005 Paris, France*
[4] *Université de Rennes I, UMR 6118, Géosciences Rennes, F-35000 Rennes, France*
[5] *École des Ponts ParisTech, UMR 8205 CERMES, F-77420 Champs-sur-Marne, France*

Abstract

The joint study of pressure (P-) and shear (S-) wave velocities (V_P and V_S) and their ratio (V_P/V_S) has been used for many years at different scales, but remains marginal in near-surface applications. For these applications, V_P and V_S are generally retrieved with seismic refraction tomography combining P and SH (shear-horizontal) waves, thus requiring two separate acquisitions. Surface-wave prospecting methods are proposed here as an alternative to SH-wave tomography in order to retrieve pseudo-2D V_S sections from typical P-wave shot gathers and assess the applicability of combined P-wave refraction tomography and surface-wave dispersion analysis to estimate V_P/V_S ratio. We carried out a simultaneous P- and surface-wave survey on a well-characterised granite-micaschists contact at Plœmeur hydrological observatory (France), supplemented with a SH-wave acquisition along the same line in order to compare V_S results obtained from SH-wave refraction tomography and surface-wave dispersion inversion. Traveltime tomography was performed with P- and SH-wave first arrivals observed along the line to retrieve V_P^{tomo} and V_S^{tomo} models. Windowing and stacking techniques were used to extract evenly spaced dispersion data from P-wave shot gathers along the line. Successive 1D Monte Carlo inversions of these dispersion data were achieved, using fixed V_P values extracted from the V_P^{tomo} model and no lateral constraints between two adjacent 1D inversions. The resulting 1D V_S^{sw} models were then assembled to create a pseudo-2D V_S^{sw} section, which appears to be remarkably matching the general features observed on the V_S^{tomo} section. If the V_S^{sw} pseudo-section is characterised by a lower investigation depth and strong velocity uncertainties in the deepest layers, it provides a more detailed description of the lateral variations in the shallow layers. As a quality control, theoretical dispersion curves were computed along the line with V_S models obtained from SH-wave refraction tomography and surface-wave dispersion inversion. While V_S^{sw} models provide results very consistent with the coherent maxima observed on dispersion images, dispersion curves computed from V_S^{tomo} models are generally not fitting the observed propagation modes. Therefore, surface-wave analysis could improve V_S models both in terms of reliability and ability to describe lateral variations. Finally, we were able to compute V_P/V_S sections from both V_S^{sw} and V_S^{tomo} models. The two sections present similar features, but the section obtained from V_S^{sw} shows a stronger variability which is consistent with the features observed on Electrical Resistivity Tomography, thus validating our approach for retrieving V_P/V_S ratio from combined P-wave tomography and surface-wave dispersion inversion.

2.1 Introduction

The joint study of pressure (P-) and shear (S-) wave velocities (V_P and V_S, respectively) and their ratio (V_P/V_S) is used for many years at different scales. V_P/V_S is commonly employed in

seismology and geodynamics to study oceanic and continental crusts structures (Nicholson et Simpson, 1985; Julià et Mejía, 2004; Tryggvason et Linde, 2006; Powell *et al.*, 2014), subduction and extension zones (Nakajima *et al.*, 2001; Bauer *et al.*, 2003; Latorre *et al.*, 2004; Gautier *et al.*, 2006; Reyners *et al.*, 2006), active volcanic areas (Walck, 1988; Sanders *et al.*, 1995; Lees et Wu, 2000; Schutt et Humphreys, 2004) or earthquake source regions (Catchings, 1999; Ryberg *et al.*, 2012). V_P/V_S has proved to be an efficient parameter to highlight the existence of melt or aqueous fluid phase in these regions (Takei, 2002), since the liquid phase affects V_P and V_S differently (Biot, 1956a,b).

Many theoretical studies (Berryman, 1999; Lee, 2002; Dvorkin, 2008) and experimental developments (Wyllie *et al.*, 1956; Murphy, 1982; Prasad, 2002; Uyanık, 2011) were aimed at understanding the effect of saturation and pore fluids on body wave velocities in consolidated media, especially in the field of hydrocarbon exploration where the V_P/V_S ratio is frequently used to discriminate different pore fluids in reservoirs (Tatham et Stoffa, 1976; Fu *et al.*, 2006; Rojas, 2008). The value of the V_P/V_S ratio is also related to *in situ* stress orientation (Thompson et Evans, 2000), fractures and cracks presence, and pore geometry for individual lithologies with small variations in composition (Tatham, 1982; Wilkens *et al.*, 1984).

In near-surface applications (at depth lower than 100 m), the combined study of V_P and V_S is often proposed without the calculation of V_P/V_S ratios. It is classicaly carried out for engineering purposes to determine the main mechanical properties of reworked materials in active landslides (Godio *et al.*, 2006; Jongmans *et al.*, 2009; Socco *et al.*, 2010b; Hibert *et al.*, 2012), control fill compaction in civil engineering (Heitor *et al.*, 2012; Cardarelli *et al.*, 2014), study weathering and alteration of bedrock (Olona *et al.*, 2010), or assess earthquake site response (Jongmans, 1992; Lai et Rix, 1998; Raptakis *et al.*, 2000; Othman, 2005). More recently, this approach has also been proposed for hydrological applications to characterise shallow aquifers (Grelle et Guadagno, 2009; Mota et Monteiro Santos, 2010; Konstantaki *et al.*, 2013; Pasquet *et al.*, 2013, révisions mineures requises-a).

For these shallow-target studies, V_P and V_S are generally retrieved with seismic refraction tomography using both P and SH (shear-horizontal) waves (Turesson, 2007; Grelle et Guadagno, 2009; Pasquet *et al.*, 2013, révisions mineures requises-a; Fabien-Ouellet et Fortier, 2014). The use of this method is widespread since it is easily carried out with a one-dimensional (1D) to three-dimensional (3D) coverage, quick to implement and relatively inexpensive (Galibert *et al.*, 2014). However, if measurements of V_P are performed quite efficiently for many years, retrieving V_S remains delicate since it requires the use of horizontal component geophones difficult to set up horizontally and specific sources strenuous to use (Sheriff et Geldart, 1995; Jongmans et Demanet, 1993; Xia *et al.*, 2002; Haines, 2007).

As an alternative to SH-wave refraction tomography, surface-wave prospecting methods are commonly proposed to achieve indirect estimation of V_S in a relative straightforward manner (*e.g.* Gabriels *et al.*, 1987; Jongmans et Demanet, 1993; Park *et al.*, 1999; Socco et Strobbia, 2004; Socco *et al.*, 2010a). Surface-wave methods are however limited by the well-known trade-off between lateral resolution and investigation depth (Gabriels *et al.*, 1987). On the one hand, the inverse problem formulation requires the investigated medium to be assumed 1D below the spread, which has to be short enough to achieve lateral resolution if two-dimensional (2D) profiling is performed. On the other hand, long spreads are required to record long wavelengths in order to increase the investigation depth and mitigate near-field effects (Russel, 1987; Forbriger, 2003a,b; O'Neill, 2003; O'Neill et Matsuoka, 2005; Bodet *et al.*, 2005, 2009). Several countermeasures exist to overcome such drawbacks, especially when the seismic set-up provides redundant data (O'Neill *et al.*, 2003; Bohlen *et al.*, 2004; Hayashi et Suzuki, 2004; Grandjean et Bitri, 2006; Luo *et al.*, 2008; Boiero et Socco, 2010). Offset moving windows and dispersion stacking techniques are for instance increasingly used to narrow down the lateral extent of dispersion measurements (Neducza, 2007; Bergamo *et al.*, 2012).

The joint analysis of traveltime tomography V_P and surface-wave dispersion inversion V_S has recently been proposed to retrieve 1D time-lapse V_P/V_S soundings (Pasquet *et al.*, 2013, révisions mineures requises-a) or 2D V_P/V_S sections (Ivanov *et al.*, 2006; Konstantaki *et al.*, 2013). Pasquet *et al.* (2013, révisions mineures requises-a) highlighted an overall consistency between the temporal variations of the water table and V_P/V_S contrasts. For their part, Konstantaki *et al.* (2013) assessed the lateral fluctuations of a shallow aquifer water table level with 2D V_P/V_S variations. Using a single standard acquisition setup to retrieve 2D V_P and V_S sections thus appears interesting and auspicious to reduce equipment costs and acquisition time. Yet, refraction tomography and surface-wave dispersion inversion involve distinct characteristics of the wavefield and different assumptions about the medium, thus providing results of different resolutions and investigation depths difficult to compare to each other.

This study tackles such issues through a systematic comparison of V_S models obtained from SH-wave refraction tomography and surface-wave dispersion inversion, along with V_P retrieved from P-wave refraction tomography, as recently proposed by Pasquet *et al.* (2013, révisions mineures requises-a). For that purpose, we targeted the Plœmeur hydrological observatory (France). This experimental site has been subject to many geophysical and hydrogeological studies aimed at characterising the flow processes involved in the recharge of the outstandingly productive fractured aquifer present in the region (Touchard, 1999; Le Borgne *et al.*, 2006a,b, 2007; Ruelleu *et al.*, 2010; Jiménez-Martínez *et al.*, 2013). The study area is located at a contact between granites and micaschists, clearly highlighted in surface by Electrical Resistivity Tomography (ERT) and Electrical Conductivity (EC) mapping. However, previous refraction seismic studies (unpublished) showed that V_P alone was not able to detect the contact zone nor to discriminate granites from micaschists. The site consequently provided a challenging framework to test the applicability of the joint interpretation of V_P and V_S for near-surface applications. In the present study, V_P and V_S sections were classicaly obtained with P- and SH-wave traveltime tomography carried out on a line intersecting the contact zone. Surface-wave profiling were performed by means of offset moving windows and dispersion stacking techniques that allowed the extraction of a collection of local multimodal dispersion measurements along the line. Several window lengths were tested to find the best compromise between lateral resolution and investigation depth. The lateral consistency of dispersion data was thoroughly controlled during picking through visual browsing, and *a posteriori* verified on phase velocity pseudo-sections. Separate Monte Carlo inversions of dispersion curves were then performed along the line with no lateral constraints in order to reconstruct a pseudo-2D V_S section. The parametrisation was based on V_P obtained from traveltime tomography, *a priori* geological knowledge and maximum wavelengths observed along the line. Theoretical dispersion curves were then recomputed from both V_S models along the line to control the inversion quality and the consistency of these models. Finally, V_P/V_S obtained from both methods were compared to evaluate their ability to image V_P/V_S variations and assess their practical limitations.

2.2 Site description and data acquisition

2.2.a Geological setting

The Plœmeur site is located on the south coast of Brittany (west of France), 3 km far from the Atlantic Ocean, near the city of Lorient (Figure 2.1). The area is composed of tectonic units developped during the Hercynian orogeny, and marked by numerous syn-kinematic intrusions of upper-Carboniferous leucogranites (Ruelleu *et al.*, 2010). The pumping site is located at the intersection of: (i) a contact between the Plœmeur granite and overlying “Pouldu” micaschists dipping 30° to the north, and (ii) a subvertical fault zone striking N 20° (Figure 2.1). Despite the low permeability and porosity of these lithologies, pumping wells implanted in the site have been

producing water at a rate of about 10^6 m^3 per year since 1991 (Touchard, 1999), with limited head decrease and no seawater intrusion. One of the challenges on this site is to understand recharge processes in these highly heterogeneous systems. For that purpose, the site is monitored by several wells implanted mostly around the contact zone and in the clayey area overlaying micaschists (F* and MF* in Figure 2.2).

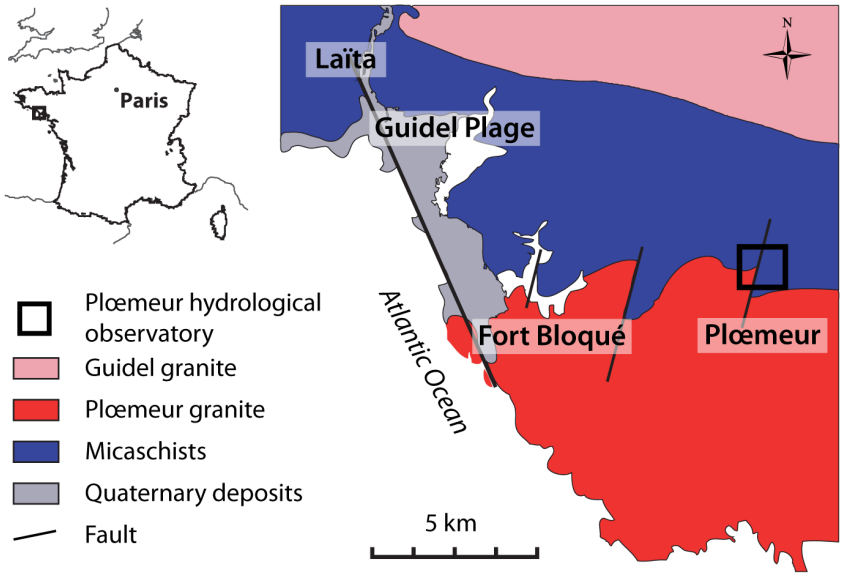


Figure 2.1 : *Geological context of the Plœmeur hydrological observatory and location of the experimentation (modified from Ruelleu et al. (2010) and Jiménez-Martínez et al. (2013)).*

2.2.b Previous geophysical results

Slingram Electrical Conductivity (EC) mapping and Electrical Resistivity Tomography (ERT) were carried out on the site prior to the seismic campaign in order to accurately describe near-surface lithologies. Apparent electrical conductivity (σ_a) variations over the first 5.5 m in depth were mapped in Vertical Dipole (VD) configuration (McNeill, 1980), using a continuous acquisition mode following profiles separated with 5 to 7 m, covering an area of about 15 ha (Figure 2.2a). As for ERT, we used a multi-channel resistivimeter with a 96-electrode Wenner-Schlumberger array and 1 roll-along (Figure 2.2b). The electrodes were spaced with 4 m in order to obtain a 476-m long profile roughly oriented west-east (WE on Figure 2.2a). The inversion was performed using the RES2DINV software (Loke et Barker, 1996).

Results of EC mapping show smooth lateral variations of σ_a (from less than 5 to over 30 mS/m, *i.e.* from 200 to less than 30 Ω.m in terms of apparent electrical resistivity ρ_a) in the subsurface. Western low σ_a values are clearly associated with the presence of very shallow granite (between 0 and 125 m along the WE profile on Figure 2.2a). On the contrary, higher σ_a values observed in the eastern part can be related to clays overlaying weathered micaschists (between 275 and 476 m on Figure 2.2a). Such distribution seems in agreement with the assumption of the contact zone striking N 20° in the area. ERT results are also consistent with the anticipated geological structures in depth, and clearly match the apparent electrical conductivity variations in surface (Figure 2.2b). Four main structures can be delineated on Figure 2.2b: fresh granite (FG), almost outcropping in the western part, characterised by high electrical resistivity (ρ) values (around 1000 Ω.m); weathered granite (WG), at the surface in the western part, characterised by significantly lower ρ values (around 200 Ω.m); clays (CL), at the surface in the eastern part, characterised by slightly lower ρ values (between 50 and 200 Ω.m); and micaschists (MS), deeper

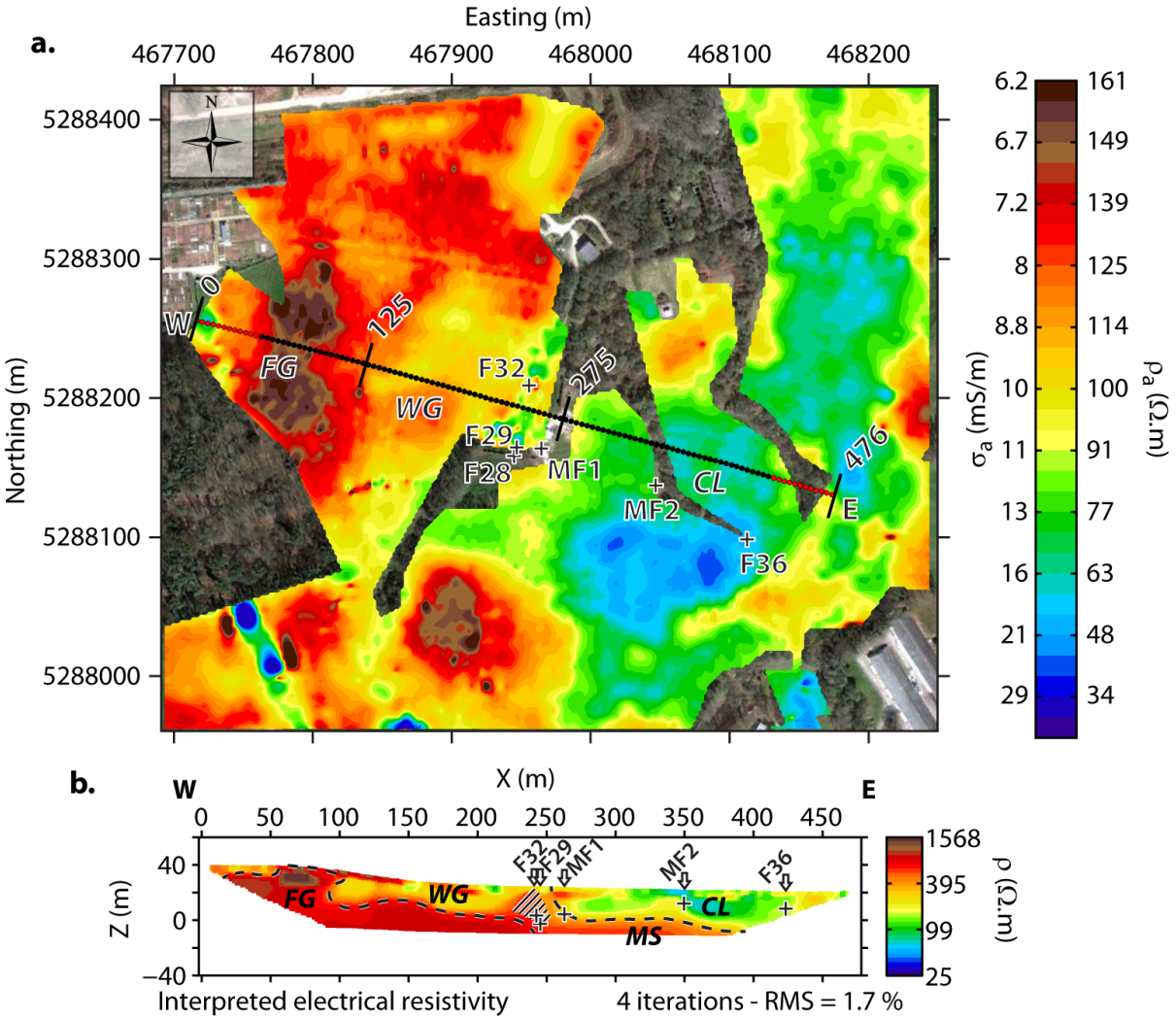


Figure 2.2 : *(a) Apparent electrical conductivity values (σ_a) obtained from slingram EC mapping and location of the acquisition line (WE) for Electrical Resistivity Tomography (ERT) and seismic measurements. Black dots between 30 and 446 m represent the extent of the surface-wave analysis, while red dots represent the full extent of the survey. Locations of monitoring wells (F* and MF*) are represented with black crosses. (b) Electrical resistivity values (ρ) interpreted from ERT carried out along the WE line. Four main structures are delineated: fresh granite (FG), weathered granite (WG), clays (CL) and micaschists (MS). Markers at 125 m and 275 m in (a) delineate the three main shallow structures. The hashed area in (b) corresponds to a possible evidence of the contact zone. Positions of the nearest monitoring wells are projected along the WE line in (b) and represented with white arrows, pointing downwards to the corresponding piezometric head level (black crosses).*

in the eastern part, characterised by higher ρ values (around 750 Ω.m). Possible evidence of the contact zone is visible between 225 and 250 m along the ERT profile, marking a strong contrast between weathered granite and clays (hashed area on Figure 2.2b). The positions of the nearest piezometric wells were projected on the WE line with their measured piezometric head level. A significant decrease of this level is observed in the wells located in the hashed area, due to pumping occuring in the F28 well. While Pasquet *et al.* (2013, révisions mineures requises-a) studied V_P/V_S in simplified 1D conditions, this site offers the perfect framework to adress 2D issues (*i.e.* presence of strong lateral variations of lithology and topography), especially when knowing that previous P-wave tomography studies failed to depict these lateral variations.

2.2.c Seismic acquisition

Consequently, the seismic acquisition setup was deployed along the ERT profile (WE on Figure 2.2a). It consisted in a simultaneous P- and surface-wave acquisition followed by a SH-wave acquisition along the same line. We used 72 geophones, a 4 m receiver spacing and 2 roll-alongs to finally obtain a 476-m long profile (Figure 2.3). A 72-channel seismic recorder was used with 14-Hz vertical component geophones for the P-wave and surface-wave profile, and 14-Hz horizontal component geophones for the SH-wave profile. First shot location was one half receiver spacing away from first trace, and move up between shots was one receiver interval in order to achieve the high coverage required to perform refraction tomography and to stack dispersion data. 219 shots were recorded along each profile for a total number of 15768 active traces. The P-wave source consisted of an aluminium plate hit vertically by a 5-kg sledgehammer. The plate was hit 6 times at each position to increase signal-to-noise ratio. SH-waves were generated with a hand-held source consisting of a heavy metal frame hit laterally by a 5-kg sledgehammer. The SH-wave source was hit 12 times at each position. For both P- and SH-wave acquisitions, the sampling rate was 0.25 ms and the recording time was 2 s to include full surface-wave wavefield. A delay of −0.02 s was kept before the beginning of each record to prevent early triggering issues. The collected data presented on Figure 2.4 are affected with a significant noise level, especially at far offset (80 m and more), due to active pumping wells and military airplanes regularly landing and taking off from a nearby air force base. Seismograms clearly show lateral variations due to both topographic effects and subsurface velocity changes, with strong attenuation over clays and micaschists in the eastern part of the line.

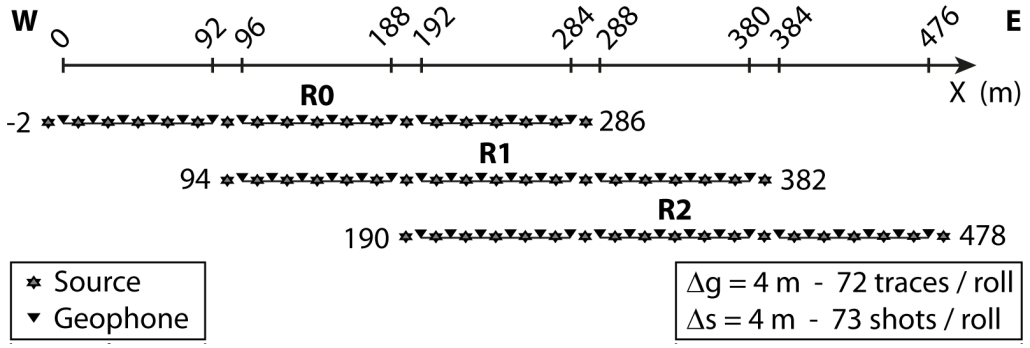


Figure 2.3 : *Seismic acquisition setup used for combined P-, surface and SH-wave surveys. P- and surface-wave data were obtained using 72 14-Hz vertical geophones, while SH-wave were recorded with 72 14-Hz horizontal geophones. Interval between two geophones (Δg) and move-up between shots (Δs) were both 4 m. We used one base roll (R0) and 2 roll-alongs (R1 and R2) of 72 traces each, with an overlap of 48 traces between two successive rolls, to obtain a 476-m long profile. The origin of the x-axis is identical to the one used for ERT (Figure 2.2b).*

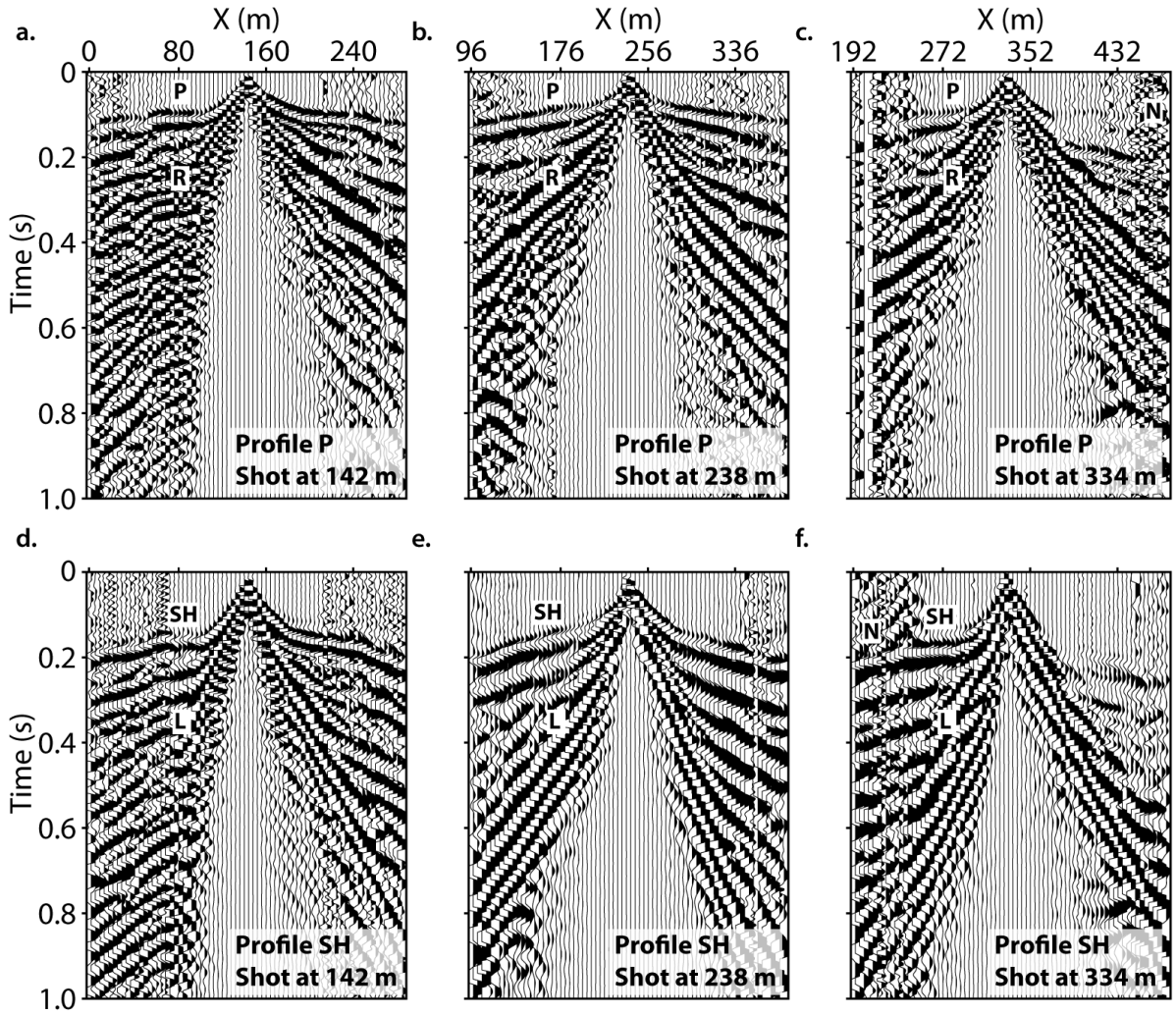


Figure 2.4 : *Seismograms for three shots recorded with vertical component geophones (profile P) and located at the centres of the base roll (a, x = 142 m), the first roll-along (b, x = 238 m) and the second roll-along (c, x = 334 m). Seismograms for three shots recorded with horizontal component geophones (profile SH) and located at the centres of the base roll (d, x = 142 m), the first roll-along (e, x = 238 m) and the second roll-along (f, x = 334 m). P-wave (P) and Rayleigh-wave (R) are observed on seismograms recorded with vertical geophones. SH-wave (SH) and Love-wave (L) are visible on seismograms recorded with horizontal geophones. Data are affected with significant noise level (N) at far offset.*

2.3 Traveltime tomography

2.3.a Traveltime data

We applied DC removal and a zero-phase low-pass filter on both P- and SH-wave data to remove high frequency noise (>100 Hz) and help for first arrival identification at far offsets. For the P-wave profile, a total of 7076 first arrivals were determined (Figure 2.5a), and 10352 traces were picked on SH-wave shots (Figure 2.5c). Traveltime data could not be obtained where noise level was too high. Traveltimes are represented in a source-receiver diagram which shows the distribution of first arrival times for each source-receiver pair (Bauer *et al.*, 2010; Baumann-Wilke *et al.*, 2012). The diagonal traces indicate the zero-offset traveltimes, where source and receiver locations are identical. This representation gives a first impression of the subsurface velocity structure, and allows for checking the lateral consistency of picked traveltimes. Three main areas are clearly visible on both P- and SH-wave first arrivals: the first area (from 0 to 125 m) is characterised by the shortest first arrival times (*i.e.* shallow high velocity zone); the area between 125 and 275 m depicts slightly increasing times; the third area (from 275 m up to the end of the line) shows greater arrival times (compared to the first area), probably associated with shallow low velocities.

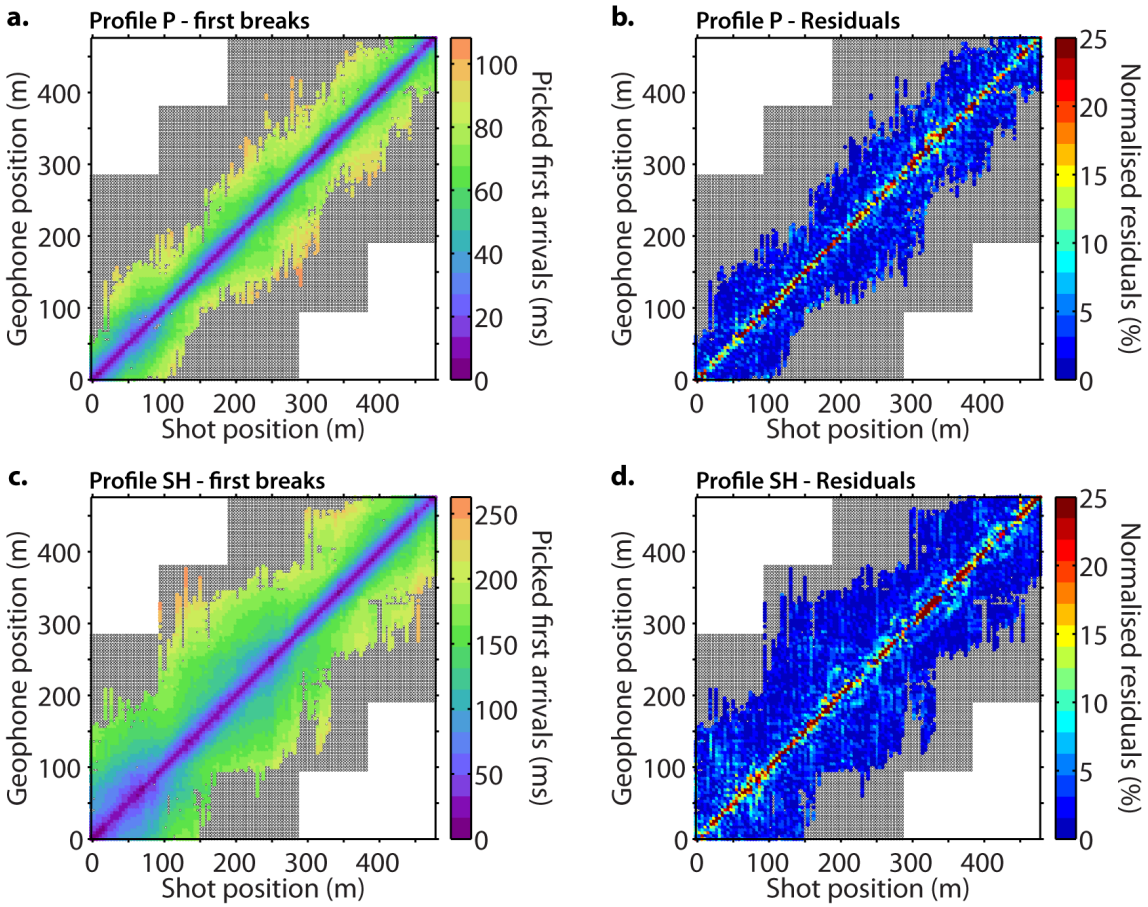


Figure 2.5 : *P-wave (a) and SH-wave (c) picked first arrival times and corresponding normalised residuals computed after P-wave (b) and SH-wave (d) tomography inversions, represented as a function of source and receiver distance. Black dots correspond to existing traces, while coloured dots represent picked traces. The diagonal trace (equal source and receiver location) indicates zero offset traveltimes.*

The distribution depicted on Figures 2.5a and 2.5c appears interestingly related to the lateral variability observed on the EC map (Figure 2.2a). Along the seismic profile, very low σ_a values occur between 0 and 125 m on the granite side, and are coherent with short first arrival times. High σ_a values observed between 275 m and the end of the line are as well consistent with the shallow low velocity zone suggested by long first arrival times. In the centre part (from 125 to 275 m), intermediate apparent electrical conductivity values are in agreement with slightly decreasing shallow velocities observed on Figures 2.5a and 2.5c, suggesting a thickening of the weathered layer.

2.3.b Tomography inversion

Traveltime data were inverted with the refraction tomography software RAYFRACT (Schuster et Quintus-Bosz, 1993; Sheehan *et al.*, 2005; Rohdewald, 2011) using a smooth gradient initial model. This model is the 2D extension of the mean 1D model obtained directly from picked traveltimes, assuming velocity gradients in a 1D tabular medium (Gibson *et al.*, 1979). The inversion process was stopped when velocity update, global RMS error and maximum normalised residual reached minimum values. 30 iterations were needed for both P- and SH-wave traveltimes. For the P-wave profile, the global RMS error (in blue Figure 2.6b) and the maximum normalised residual (in red Figure 2.6b) both steeply decrease during the first 6 iterations, from 5 to 2.5 ms and from 25 to 13 ms, respectively, and more gradually during the last iteration steps until they both reach minimum values of 2.1 and 11.5 ms, respectively. Mean velocity update also rapidly decreases to reach a minimum value after 6 iterations (in black Figure 2.6c). Maximum and minimum velocity updates (in red and blue, respectively, Figure 2.6c) are more perturbated and tend to stabilize only after 20 iterations. As for SH-wave data, the global RMS error (in blue Figure 2.6e) and the maximum normalised residual (in red Figure 2.6e) both quickly decrease during the first 10 iterations, from 12.5 to 6 ms and from 50 to 22 ms, respectively, and more smoothly during the last iteration steps until they both reach minimum values of 4.3 and 20.1 ms, respectively. Mean, maximum and minimum velocity updates (in black, red and blue, respectively, Figure 2.6f) reach minimum values after 10 iterations.

Normalised residuals were computed between observed and calculated traveltimes for every picked trace (Bauer *et al.*, 2010). Their distributions are represented in source-receiver diagrams for both P- (Figure 2.5b) and SH-wave (Figure 2.5d) traveltimes. P-wave inversion results have lower global RMS values (2.1 ms for P waves; 4.3 ms for SH waves) and maximum residual values (11.5 ms for P waves; 20.1 ms for SH waves), and the mean residual value is higher for P waves (6.7 %) than for SH waves (3.9 %). The ratio of residuals below 10 % is also higher for SH-wave models (around 93 %) than for P-wave models (around 91 %). The distribution of residuals shows the highest values at near-offsets, probably due to shallow lateral heterogeneities and triggering issues during the acquisition.

The final velocity models were clipped for both V_P (Figure 2.6a) and V_S (Figure 2.6d) sections below a ray coverage of 100 rays per grid cell to keep only well-resolved areas. Both models show only slight perturbations of the initial gradient model, with no strong lateral variations and velocities mainly following a linearly increasing trend in depth. However, several modifications of the original velocity gradient are observed along the line with: (i) higher V_P and V_S in the western part (HV_P and HV_S, respectively), corresponding to the high electrical resistivity values associated with fresh granite; (ii) lower V_P in the centre (LV_P), consistent with a decrease of the piezometric head level and evidences of the contact zone inferred from ERT; and (iii) lower V_S in the eastern part of the profile (LV_S).

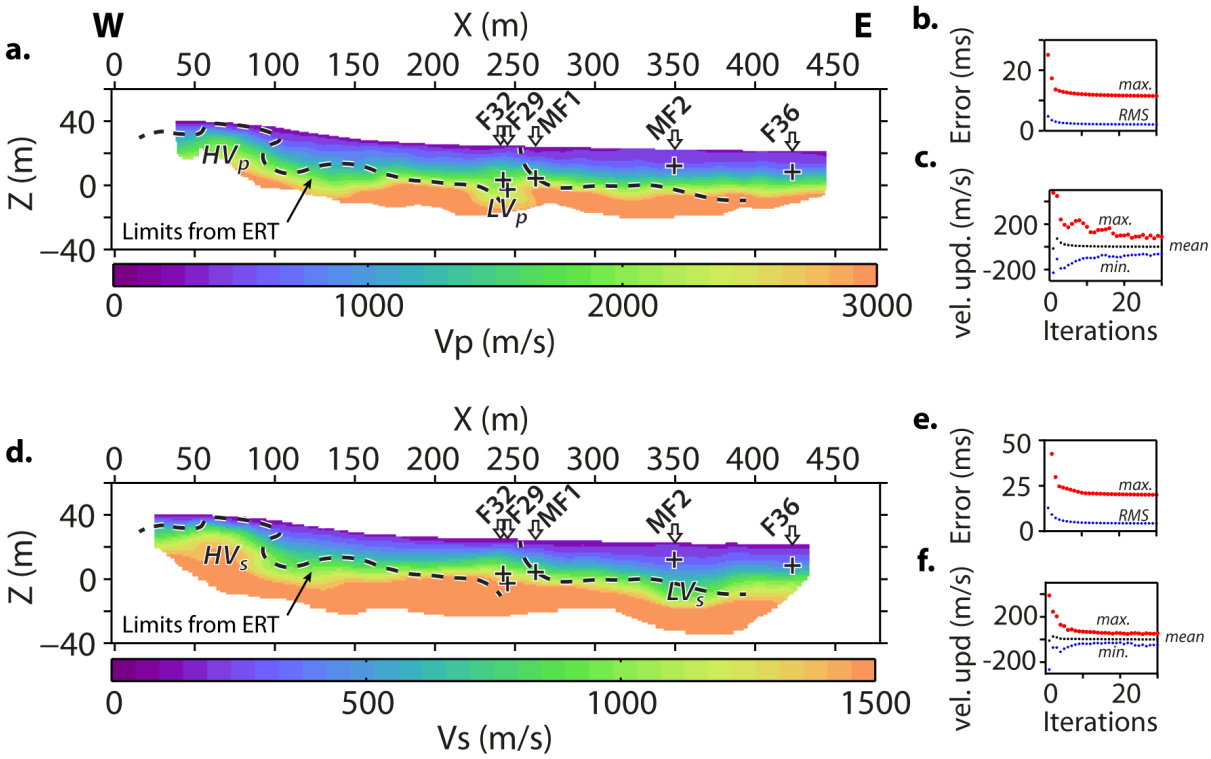


Figure 2.6 : *Final V_P (a) and V_S (d) models obtained after a total of 30 iterations, overlaid with limits interpreted from ERT results. The velocity models are clipped below a ray coverage of 100 rays per grid cell. The main features observed on the models are: (i) higher V_P and V_S in the western part (HV_P and HV_S, respectively); (ii) lower V_P in the centre (LV_P); and (iii) lower V_S in the eastern part of the profile (LV_S). Changes of maximum normalised residual (in red) and global RMS error (in blue) are represented along the inversion process for V_P (b) and V_S (e) models. Maximum, minimum and mean velocity updates (in red, blue and black, respectively) are represented at each inversion iteration for V_P (c) and V_S (f) models. Positions of the nearest monitoring wells are projected along the WE line as in Figure 2.2b.*

2.4 Surface-wave profiling

2.4.a Extraction of dispersion

Our multifold acquisition setup allowed us to obtain surface-wave dispersion images from P-wave shot gathers, using windowing and dispersion stacking to narrow down the lateral extent of dispersion measurements and increase the signal-to-noise ratio. Dispersion stacking was performed following the basic worflow derived from O'Neill *et al.* (2003):

1. select nW traces centred on a specific position along the line ($Xmid$);
2. load a shot illuminating the selected spread;
3. window the nW traces in the selected shot record;
4. transform the wavefield to the frequency-phase velocity domain (dispersion image);
5. normalise amplitude spectrum at each frequency;
6. repeat steps 2-5 for the nS selected shots;
7. stack all normalised dispersion images and pick the dispersion curves for each identified propagation mode from the final image;
8. shift the window of dW traces to the next $Xmid$ and repeat steps 1-7.

As mentioned above, the difficulty is to find the best compromise between investigation depth, spectral and lateral resolution, while keeping the 1D assumption valid. Thus, we first performed trial and error tests (Pasquet *et al.*, 2012) to select the optimum window size (nW) and number of sources (nS), keeping in mind that there is not, for the moment, any perfect criterion (Pérez Solano, 2013; Pérez Solano *et al.*, 2014). A 20-m wide window with 6 traces ($nW = 6$) was eventually used with 6 direct and 6 reverse shots on each side of the window ($nS = 6$). Using more sources is likely to increase signal-to-noise ratio and enhance the maxima, but would narrow down the effective study area along the line (black dots in Figure 2.2a). Single dispersion images were obtained from each shot thanks to a slant stack in the frequency domain (Russel, 1987; Mokhtar *et al.*, 1988). These images (in which maxima should correspond to Rayleigh-wave propagation modes) were first compared to confirm the validity of the 1D approximation below the spread (Jongmans *et al.*, 2009). These 12 single dispersion images were eventually stacked as a final dispersion image. The moving window was then shifted along the line with a step of one receiver spacing ($dW = 1$, *i.e.* 4 m). We thus obtained evenly spaced dispersion images at each spread mid-point ($Xmid$) with a large overlap in order to retrieve smoothly varying dispersion images between two adjacent stacking windows and help for visual browsing when picking dispersion curves.

We eventually obtained a collection of 105 stacked dispersion images along the line, on which coherent maxima associated with the different propagation modes were identified. The visualisation of adjacent stacked dispersion images allowed for following the progressive lateral evolution of the different modes and for avoiding mode misinterpretation (Ezersky *et al.*, 2013). These maxima were finally extracted on each stacked dispersion image with an estimated standard error in phase velocity defined according to the workflow described in O'Neill (2003). The dispersion lateral variability is illustrated by two examples at both sides of the line (Figure 2.7a, $Xmid = 50$ m and Figure 2.7c, $Xmid = 402$ m). As for instance recommended by Bodet (2005) and Bodet *et al.* (2009), dispersion curves were limited down to frequencies (f_{lim}) where the spectral amplitude of the seismogram became too low (13.5 Hz on Figure 2.7b and 8 Hz on Figure 2.7d). The corresponding maximum wavelength (λ_{max}) was also extracted to indicate typical investigation depth criterion (35 m on Figure 2.7a and 37 m Figure 2.7c).

Up to four propagation modes were observed along the line and identified as fundamental (0), first (1), second (2) and third (3) higher modes (only modes up to 2 were identified in the examples shown in Figure 2.7). The resulting dispersion curves are presented in Rayleigh-wave phase velocity pseudo-sections as a function of the wavelength λ and the spread mid-point $Xmid$

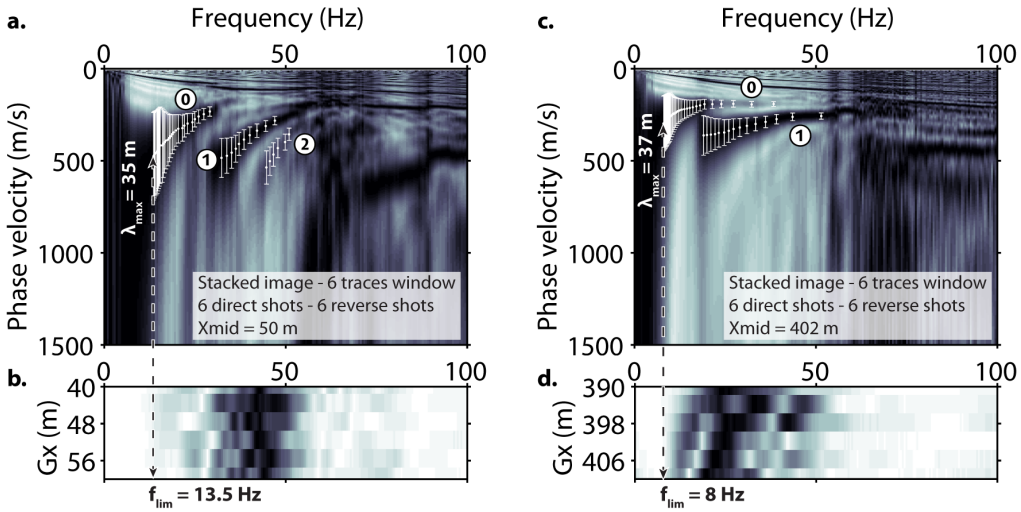


Figure 2.7 : *Dispersion images extracted on both sides of the seismic profile (a, $Xmid = 50$ m and c, $Xmid = 402$ m) from 6 direct and 6 reverse shots with a 6-trace (20-m wide) window. $Xmid$ is the position of the spread midpoint along the line. Spectral amplitude of the far offset direct shot is represented for both examples (b, $Xmid = 50$ m and d, $Xmid = 402$ m). Picked dispersion curves are represented for the fundamental (0), first (1) and second (2) higher modes, with error bars defined according to the workflow described in O'Neill (2003). Dispersion curves were limited down to the frequency (f_{lim}) where the spectral amplitude of the seismogram became too low. The corresponding maximum wavelength (λ_{max}) was also extracted to indicate typical investigation depth criterion.*

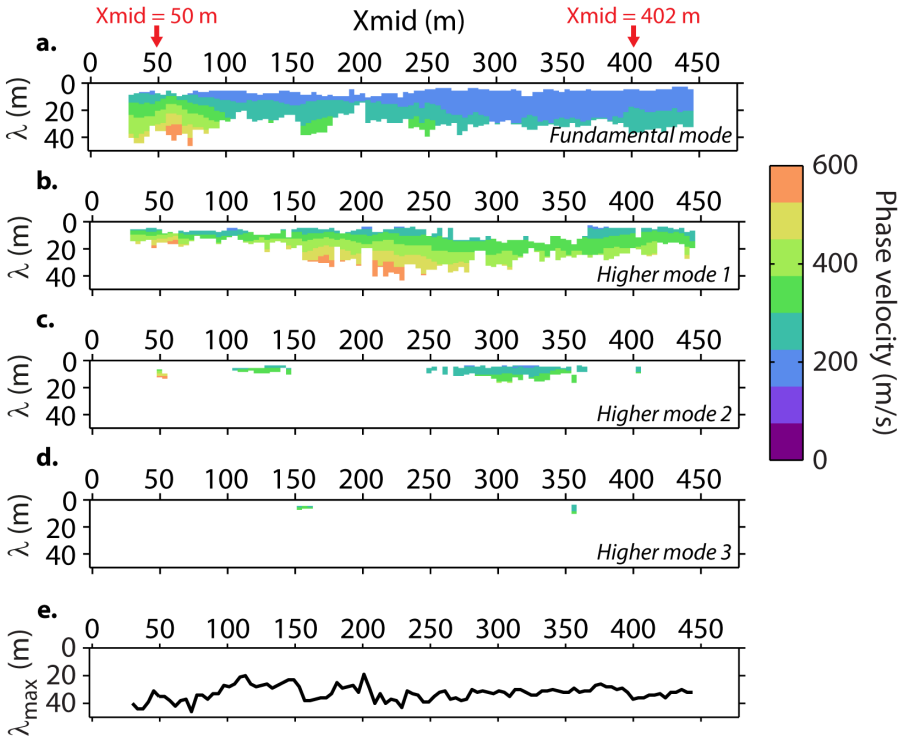


Figure 2.8 : *Pseudo-section of Rayleigh-wave phase velocity dispersion curves picked for the fundamental (a), first (b), second (c) and third (d) higher modes along the line after dispersion stacking, represented as a function of the wavelength (λ) and the spread mid-point ($Xmid$). (e) Maximum wavelength (λ_{max}) observed at each $Xmid$.*

(Figure 2.8), in order to control the lateral coherence of mode identification (Strobbia *et al.*, 2011; Haney et Douma, 2012; Boiero *et al.*, 2013a; Ezersky *et al.*, 2013). The fundamental mode pseudo-section (Figure 2.8a) does not present unrealistic abrupt changes (considering the overlap between two adjacent stacking windows) but shows significant lateral variations of Rayleigh-wave phase velocities. High phase velocities (from 200 to 550 m/s) exist in the western part of the line (from the beginning to around 100 m), while the eastern part of the line (from 275 m to the end) is characterised by lower phase velocities (around 150-200 m/s). The first (Figure 2.8b), second (Figure 2.8c) and third (Figure 2.8d) higher modes show less lateral variations in terms of velocity, but the available frequency range for mode 1 presents significant lateral fluctuations. The maximum wavelength (λ_{max}) observed at each $Xmid$ ranges from 20 to 50 m with an average value around 30 m (Figure 2.8e).

2.4.b Inversion

Assuming a 1D tabular medium below each extraction window, we performed a 1D inversion of dispersion data obtained at each $Xmid$. We used the Neighbourhood Algorithm (NA) developed by Sambridge (1999a) and implemented for near-surface applications by Wathelet *et al.* (2004) and Wathelet (2008) within the GEOPSY tool (available at `www.geopsy.org`). Theoretical dispersion curves were computed from the elastic parameters using the Thomson-Haskell matrix propagator technique (Thomson, 1950; Haskell, 1953). NA performs a stochastic search of a pre-defined parameter space (namely V_P, V_S, density and thickness of each layer), using the following misfit function (MF):

$$MF = \sqrt{\sum_{i=1}^{N_f} \frac{(V_{cal_i} - V_{obs_i})^2}{N_f {\sigma_i}^2}} \quad , \tag{2.1}$$

with V_{cal_i} and V_{obs_i}, the calculated and observed phase velocities at each frequency f_i; N_f, the number of frequency samples and σ_i, the phase velocity measurement error at each frequency f_i.

An appropriate choice of these parameters is considered as a fundamental issue for the successful application of inversion (Socco et Strobbia, 2004; Renalier *et al.*, 2010). Based on site *a priori* geological knowledge (presence of weathering gradients), we used a parametrisation with a stack of ten layers overlaying the half-space to look for a velocity gradient. The thickness of each layer was allowed for ranging from 0.5 to 2.5 m. The maximum half-space depth (HSD) is of great importance since it depends on the poorly known investigation depth of the method. It was fixed to the half of the maximum wavelength observed along the entire line (25 m), as recommended by O'Neill (2003) and Bodet *et al.* (2005). The valid parameter range for sampling velocity models was 10 to 1500 m/s for V_S (based on dispersion observations and refraction tomography), with velocities constrained to only increase with depth, based on geological *a priori* information. P-wave velocity being of weak constraint on surface-wave dispersion, only S-wave velocity profile can be interpreted. However, an identical layering is required for V_P and V_S in order to interpret V_P/V_S ratios. For that purpose, we extracted an average V_P value for each 2.5-m thick slice of the V_P model obtained from refraction tomography (Figure 2.6a). This average value was then used to fix V_P in each layer of the inversion parametrisation. Poisson's ratio was allowed for ranging between 0.1 and 0.5, and density was set as uniform (1800 kg/m^3), since its influence on dispersion curves is very limited. It is worth mentionning that, except for the V_P values, we used the same parametrisation for all the 1D inversions performed along the line. We assumed that stacking and windowing already naturally smoothed the dispersion data, thus not requiring the use of lateral constraints between successive inversions.

A total of 63000 models were generated with NA (Figure 2.9a, $Xmid = 50$ m and Figure 2.9c, $Xmid = 402$ m). Models matching the observed data within the error bars were selected, as

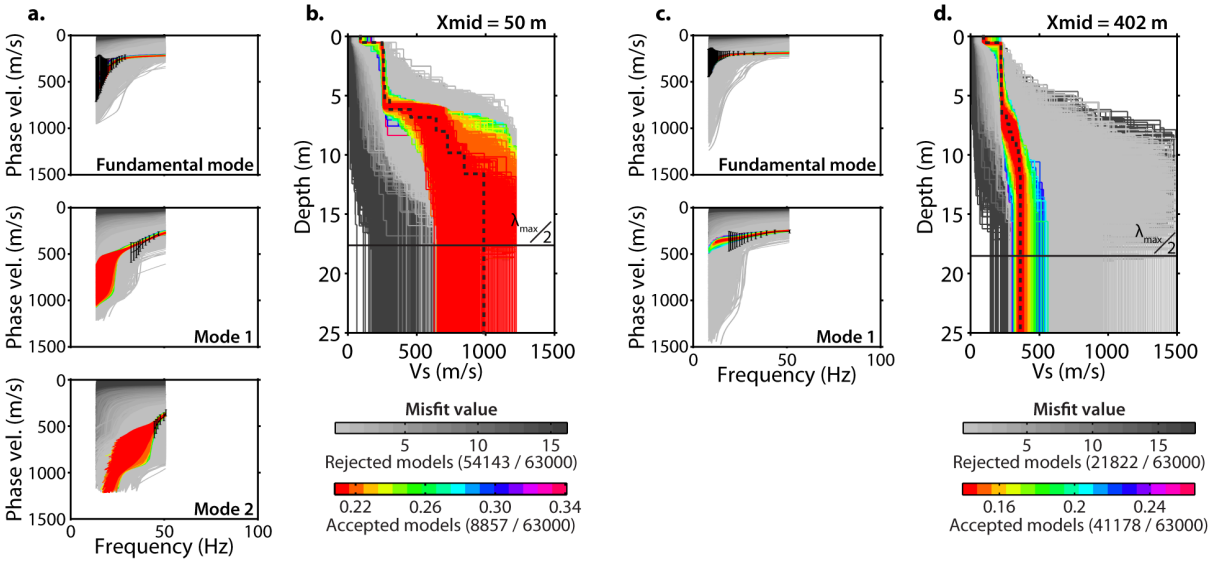


Figure 2.9 : *1D inversion of dispersion data (black error bars) extracted from the stacked dispersion image at Xmid = 50 m (a) and Xmid = 402 m (c), using the Neighbourhood Algorithm (NA) as implemented by Wathelet et al. (2004). Resulting models are represented for Xmid = 50 m (b) and Xmid = 402 m (d). Rejected models (i.e. at least one sample of the theoretical dispersion curves calculated from the model does not fit within the error bars) are represented according to their misfit with a grayscale, while accepted models (i.e. all samples of the theoretical dispersion curves calculated from the model fit within the error bars) are represented with a colorscale. Average parameters of all accepted models were used to build an average velocity structure associated with the centre of the extraction window (black dashed lines in b and d). The black solid line in b and d corresponds to $\lambda_{max}/2$ and indicates a typical investigation depth criterion.*

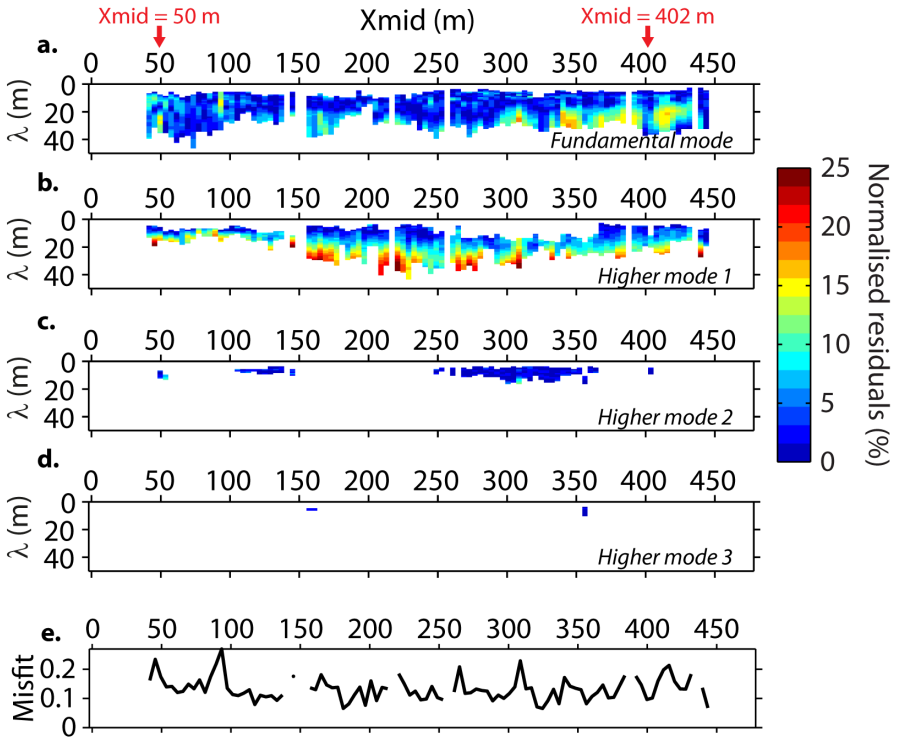


Figure 2.10 : *Pseudo-section of Rayleigh-wave phase velocity normalised residuals for the fundamental (a), first (b), second (c) and third (d) higher modes along the line after dispersion stacking. λ is the wavelength. (e) Misfit values calculated with Equation 3.1 for each 1D inversion along the line.*

suggested by Endrun *et al.* (2008). The accepted models were used to build a final average velocity model associated with the centre of the extraction window (dashed line Figure 2.9b, $Xmid$ = 50 m and Figure 2.9d, $Xmid$ = 402 m). As the maximum HSD remains constant along the line (same parametrisation for each inversion), $\lambda_{max}/2$ is given (solid black line in Figures 2.9b and 2.9d) to show where inverted models expand below typical investigation depth criterion. Normalised residuals between observed and calculated phase velocities were computed along the line for each individual sample of the picked dispersion curves. Their distributions are represented in pseudo-sections to control the quality of the final pseudo-2D V_S section. The fundamental mode residuals pseudo-section (Figure 2.10a) shows quite uniform values, with a maximum of 19 %, a mean residual of 5 %, and 86 % of the residuals with values below 10 %. Residuals obtained for the first higher mode (Figure 2.10b) present higher values, especially at great wavelength. The maximum residual value is 29 %, the mean is 9 %, and only 62 % of the residuals are below 10 %. As for the second and the third higher modes (Figures 2.10c and 2.10d, respectively), residuals remain very low with a maximum of 12 % and 3 %, respectively, and a mean residual of 1.8 % and 1.3 %, respectively. 99 % of the second higher mode samples have residual values below 10 %, while all samples of the third higher mode have residuals below 10 %. We additionnaly computed the misfit for each 1D V_S model along the line with Eq. 3.1 (Figure 2.10e). Misfit values remain stable along the line, and range from 0.05 to around 0.25, with a mean value of about 0.125. Several gaps are present along the line and correspond to inversions where none of the calculated models were fitting the error bars.

Each 1D V_S model was then represented at its corresponding $Xmid$ position to obtain a pseudo-2D V_S section (Figure 2.11). If the lateral variations of V_S values remain remarkably smooth in the shallow layers, the deepest layers and the half-space present an important variability of V_S caused by the higher uncertainties in dispersion measurements at great wavelength (*i.e.* higher residual values in Figure 2.10). Global results show a shallow low velocity layer ($\sim$ 250 m/s), which is thinner in the western part of the line (from 3 to 6 m) and becomes thicker ($\sim$ 10 m) in the eastern part. High velocities (between 500 and 1000 m/s) can be observed in the western part, directly below the shallow low velocity layer, while the velocity of the half-space remains below 500 m/s in the eastern part.

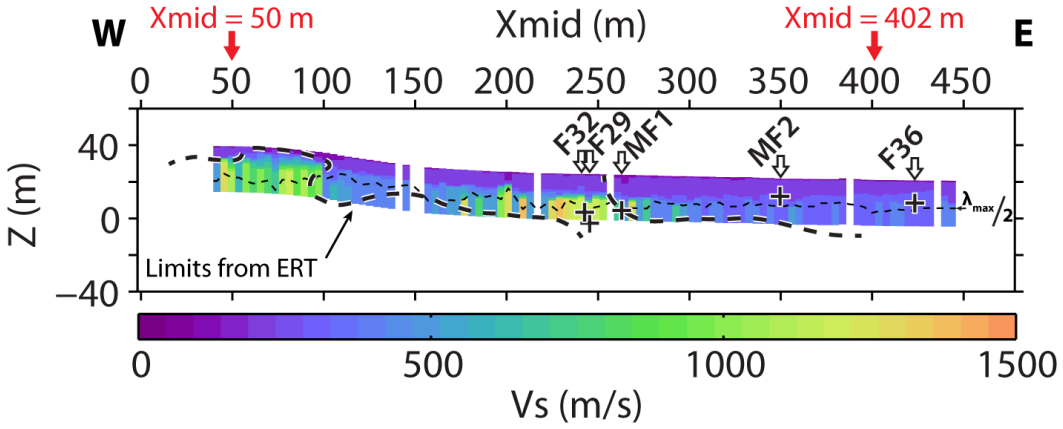


Figure 2.11 : *Pseudo-2D V_S section constructed with all 1D V_S models obtained from surface-wave dispersion inversion, overlaid with limits interpreted from ERT results. $\lambda_{max}/2$, represented with a black dashed line, corresponds to a typical investigation depth criterion. Positions of the nearest monitoring wells are projected along the WE line as in Figure 2.2b.*

2.5 Qualitative comparison of velocity models and resulting V_P/V_S

The comparison of velocity models obtained from P-wave tomography (V_P^{tomo}, Figure 2.6a), SH-wave tomography (V_S^{tomo}, Figure 2.6b) and surface-wave dispersion profiling (V_S^{sw}, Figure 2.11) provided results that are consistent with the main structures interpreted from ERT data (Figure 2.2b). However, velocity models do not provide such a clear delineation of these structures, especially for V_P^{tomo} and V_S^{tomo} sections. Indeed, the traveltime tomography method smoothes the lateral variations of velocity, and often suffers from strong uncertainties at short offsets, which mainly affect the reconstruction of shallow structure velocities. As for surface-wave dispersion inversion, the overlaying of structures delimited by ERT on the V_S^{sw} pseudo-2D section (Figure 2.11) confirms the lateral consistency of both V_S models in the first 20 m in depth. If the surface-wave method is clearly limited by its low investigation depth in this case, it provides more information regarding the lateral variations of shallow layers velocities, and seems to detect the modifications of mechanical properties occuring in the contact zone.

At both $Xmid = 50$ m (Figure 2.12a) and $Xmid = 402$ m (Figure 2.12d), 1D models of V_S and V_P extracted from tomography sections (V_S^{tomo} in green solid line and V_P^{tomo} in green dashed line, respectively) are characterised by similar trends of continuously increasing velocities in depth. 1D V_S^{sw} models (red solid line) show the presence of two constant velocity layers followed by a linearly increasing velocity layer overlaying the half-space. Despite a low investigation depth, the V_S^{sw} pseudo-section manages to depict the shallow lateral variations, and remains in good agreement with V_S^{tomo}.

As a quality control of both V_S models, forward modeling was performed along the line (examples for $Xmid = 50$ m and $Xmid = 402$ m are shown in Figures 2.12c and 2.12f, respectively). On the one hand, theoretical dispersion curves were computed using 1D V_P^{tomo} and V_S^{tomo} models (green solid line). On the other hand, theoretical dispersion curves were calculated using 1D V_S^{sw} models and 1D V_P^{tomo} models resampled in depth according to the V_S^{sw} layering (V_P^{rs}) (red solid line). While V_S^{sw} models provide the best fit with the picked dispersion curves and the coherent maxima observed on dispersion images, dispersion curves computed from V_S^{tomo} models are generally not well fitting the observed propagation modes. Surface-wave analysis thus offers a reliable tool to improve V_S models, both in terms of reliability and ability to describe lateral variations.

After cross-validating both V_S models, we computed V_P/V_S ratios along the line with: (i) V_S^{sw} and V_P^{rs} (Figure 2.13a), and (ii) V_S^{tomo} and V_P^{tomo} (Figure 2.13b). The V_S^{tomo}/V_P^{tomo} section shows smooth lateral variations, with low V_P/V_S ($\sim$ 1.5) in the western (from 0 to 150 m) and central (from 200 to 250 m) parts, separated by intermediate values ($\sim$ 2-2.5). The eastern part is characterised by higher values (around 2.5 and up to 3.5). At first sight, the V_S^{sw}/V_P^{rs} section might look different, especially in the beginning of the line (from 0 to 275 m), where anomalous high V_P/V_S values are observed around 5 to 10-m deep. At these depths, the V_S^{sw} model presents mostly constant velocities, while the V_P^{rs} model is characterised by linearly increasing velocities. This incompatibility can thus explain the V_P/V_S discrepancies observed in this layer. With that in mind, we were yet able to delineate different V_P/V_S areas, which remarkably correspond to those observed on the V_S^{tomo}/V_P^{tomo} section. These different areas and the observed V_P/V_S values are also very consistent with the main structures delineated thanks to ERT results (Figure 2.2b), while it was not clear on V_P or V_S only.

1D V_P/V_S ratios extracted at $Xmid = 50$ m (Figure 2.12b) and $Xmid = 402$ m (Figure 2.12e) from V_P^{rs}/V_S^{sw} (red solid line) and V_P^{tomo}/V_S^{tomo} (green solid line) show similar trends. Stronger contrasts and higher ratio values are yet observed on surface-wave analysis results. V_P/V_S values observed at $Xmid = 50$ m are overall low (below 2.75) with both methods. The water table level extrapolated from the nearest representative piezometric well implanted in the granite (around 100 m west from $Xmid = 50$ m) is not consistent with any of the contrasts observed on the V_P/V_S

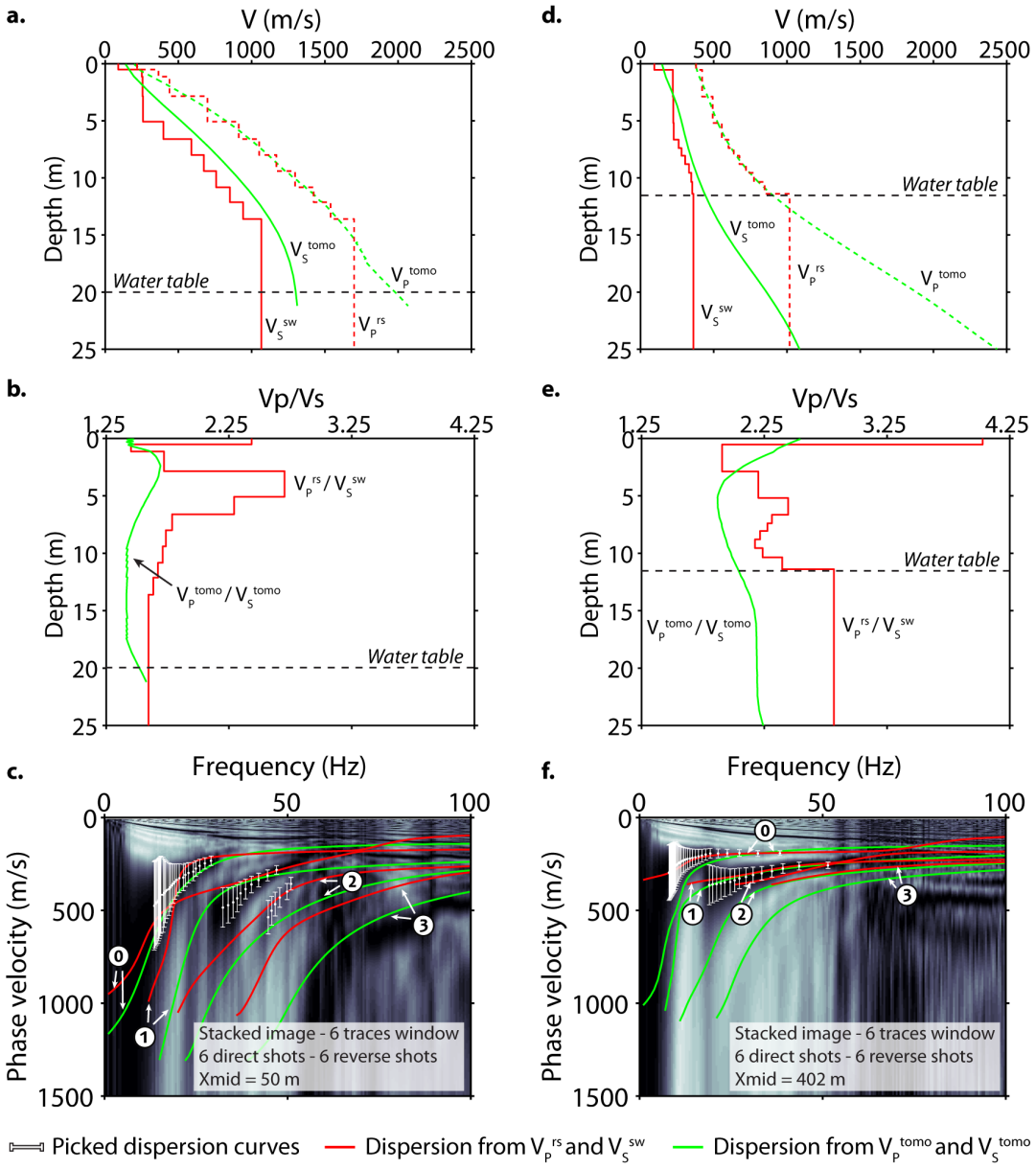


Figure 2.12 : *1D V_S models obtained from SH-wave refraction interpretation (V_S^{tomo}, green solid line) and surface-wave dispersion inversion (V_S^{sw}, red solid line) at $Xmid = 50$ m (a) and $Xmid = 402$ m (d). 1D V_P models obtained from P-wave refraction tomography (V_P^{tomo}, green dashed line) and resampled to follow the layering of V_S^{sw} (V_P^{rs}, red dashed line) are also represented in a and d. 1D V_P/V_S models constructed from V_S^{sw} and V_P^{rs} (V_P^{rs}/V_S^{sw}, red solid line) and from V_P^{tomo} and V_S^{tomo} (V_P^{tomo}/V_S^{tomo}, green solid line) at $Xmid = 50$ m (b) and $Xmid = 402$ m (e). The water table level is represented with a black dashed line. In (a) and (b), the water table level is extrapolated from the nearest representative well implanted in the granite (around 100 m west from $Xmid = 50$ m). In (d) and (e), the water table level is interpolated from levels measured in wells MF2 and F36 (Figure 2.2). Stacked dispersion image obtained at $Xmid = 50$ m (c) and $Xmid = 402$ m (f). The fundamental (0), the first (1), second (2) and third (3) higher modes dispersion curves calculated from V_S^{sw} and V_P^{rs} (in red) and from V_S^{tomo} and V_P^{tomo} (in green) are superimposed on both images.*

models. Indeed, the estimated water table level ($\sim$ 20 m) is close to the maximum half-space depth where V_S^{sw} becomes poorly resolved. Furthermore, no strong V_P/V_S variations can be anticipated in such low permeability and porosity materials (Takei, 2002). At $Xmid = 402$ m, shallow high V_P/V_S ratio values (around 4) are consistent with a wet soil, while a strong contrast at 11.5 m in depth remarkably matches the water table level interpolated from levels measured in MF2 and F36 (black dashed line). This feature is confirmed on the pseudo-2D V_P/V_S section in the eastern part (Figure 2.13a).

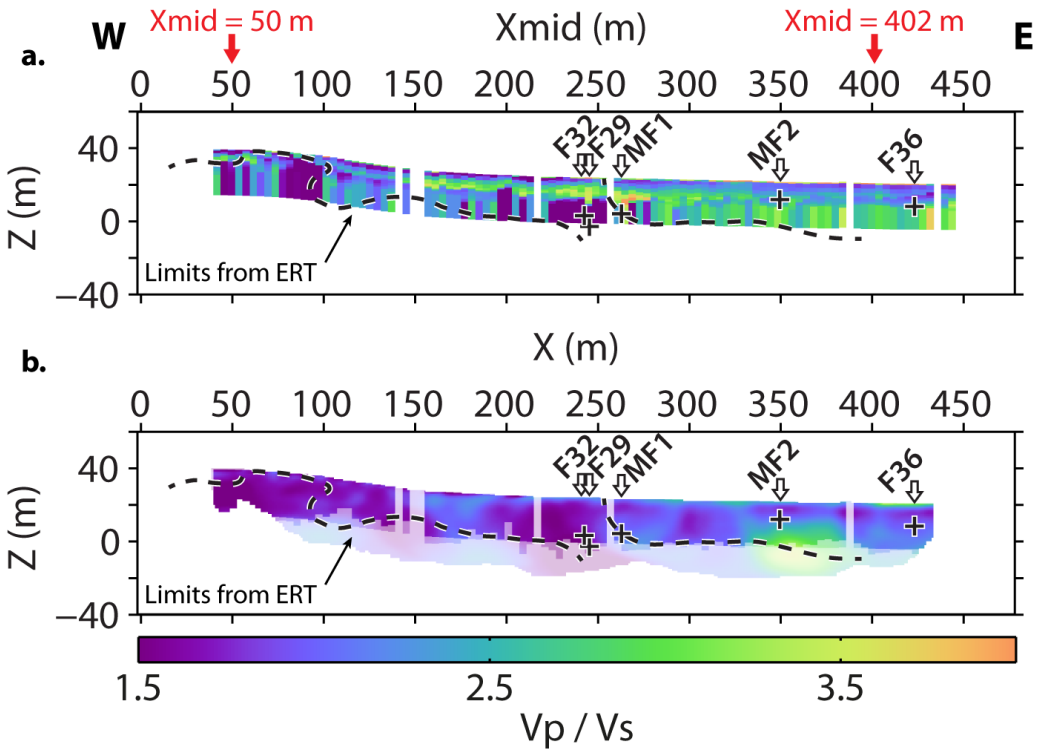


Figure 2.13 : *(a) Pseudo-2D V_P/V_S section constructed with V_S^{sw} obtained from surface-wave dispersion inversion and V_P^{rs} obtained from P-wave tomography and resampled in depth according to the V_S layering. $\lambda_{max}/2$, represented with a black dashed line, corresponds to a typical investigation depth criterion. (b) V_P/V_S section computed from V_P^{tomo} and V_S^{tomo} models obtained from P- and SH-wave tomography. The shaded area in b correspond to the extent of the V_P/V_S pseudo-2D section in a. Both sections are overlaid with limits interpreted from ERT results. Positions of the nearest monitoring wells are projected along the WE line as in Figure 2.2b.*

2.6 Discussion and conclusions

In order to assess the applicability of combined P-wave refraction tomography and surface-wave dispersion analysis to estimate V_P/V_S ratio in near-surface applications, we performed seismic measurements on a well-known granite-micaschists contact at Plœmeur hydrological observatory (France). A simultaneous P- and surface-wave survey was achieved using a single acquisition setup, and was supplemented with a SH-wave acquisition along the same line in order to compare V_S results obtained from SH-wave refraction tomography and surface-wave dispersion inversion.

P- and SH-wave first arrivals observed along the line were used to perform traveltime tomography and retrieve V_P^{tomo} and V_S^{tomo} models. Evenly spaced dispersion data were extracted along the line from P-wave shot gathers using windowing and stacking techniques. Successive 1D

Monte Carlo inversions of these dispersion data were achieved, using fixed V_P values extracted from the V_P^{tomo} model and no lateral constraints between two adjacent 1D inversions. The resulting 1D V_S^{sw} models were then assembled to create a pseudo-2D V_S^{sw} section. We eventually computed normalised residuals between observed and calculated phase velocities along the line to control the quality of the V_S^{sw} model. This model appears to be remarkably matching the V_S^{tomo} model obtained with SH-wave refraction tomography. The V_S^{sw} model is however characterised by a lower investigation depth and strong velocity uncertainties in the deepest layers. The recomputation of theoretical dispersion curves along the line also provided results that are very consistent with the measured dispersion images and proved to be a reliable tool for validating V_S models obtained from SH-wave refraction tomography and surface-wave dispersion inversion. Finally, we were able to compute V_P/V_S sections from both V_S^{sw} and V_S^{tomo}. The two sections present similar features, but the section obtained from V_S^{sw} shows a stronger variability which is consistent with the features observed on Electrical Resistivity Tomography, thus validating our approach for retrieving V_P/V_S ratio from combined P-wave tomography and surface-wave dispersion inversion. Furthermore, the V_P/V_S ratios obtained in the clay and micashists area show a strong contrast consistent with the observed water table level.

An incompatibility however remains between V_P^{rs} and V_S^{sw}, which can lead to anomalous V_P/V_S values. Indeed, traveltime tomography provides a smooth 2D reconstruction of the medium along raypaths propagating from sources to sensors in a narrow frequency band. The investigation depth is strongly related to the length of the acquisition profile and the maximum offset between sources and receivers. Furthermore, the medium is described as a function of the ray coverage, which is strongly related to the spacing between sensors and usually increases in high-velocity zones. For their part, surface-wave methods allow for reconstructing pseudo-2D V_S sections by juxtaposing single 1D models obtained along the line. In that case, the spectral resolution and the investigation depth are a function of the frequency and increase with the length of the recording array, while the lateral resolution is inversely correlated with the individual array length. In order to retrieve V_P and V_S models more suited for V_P/V_S computation, a joint inversion approach combining Rayleigh and P-guided waves dispersion data along with P-wave refraction traveltimes could be developed, in the continuation of Maraschini *et al.* (2010), Piatti *et al.* (2013) and Boiero *et al.* (2013b) works.

Acknowledgments

This research is equally supported by the SOERE-H+ "Réseau National de sites hydrogéologiques" network and by the CLIMAWAT European Project "Adapting to the Impacts of Climate Change on Groundwater Quantity and Quality". We kindly thank A. Kehil, J. Jimenez-Martinez, E. Coulon and N. Lavenant (Géosciences Rennes) for technical assistance during field work. We also thank J. Thiesson (UMR METIS) for valuable discussions during data processing and interpretation.

Chapitre 3
Détection de différents niveaux de nappe dans des aquifères superficiels

Sommaire

3.1 Introduction . . . 81
3.2 Location of the experimentation and acquisition strategy . . . 84
3.2.a Choice of the site . . . 84
3.2.b Seismic acquisition . . . 86
3.3 Processing and results . . . 87
3.3.a Body waves . . . 87
3.3.b P-SV waves . . . 90
3.3.c Cross-validation of V_S models . . . 93
3.4 Discussion and conclusions . . . 94

Le chapitre précédent a permis de valider l'utilisation conjointe de la réfraction en ondes P et de l'analyse de la dispersion des ondes de surface pour obtenir les variations latérales du rapport V_P/V_S. Ces variations ont pu être reliées principalement à des changements de lithologie. Néanmoins, les données piézométriques disponibles dans des forages situés à proximité du profil d'acquisition ont également mis en évidence une forte cohérence entre le rapport V_P/V_S et le niveau du toit de la nappe. Cependant, la complexité du milieu et l'absence de données piézométriques directement à l'aplomb du profil compliquent l'interprétation de ces rapports. Dans ce nouveau chapitre, correspondant à un article soumis à *Journal of Applied Geophysics* en 2014 (Pasquet *et al.*, révisions mineures requises-a), l'étude du rapport V_P/V_S est proposée dans un système aquifère tabulaire multi-couches plus simple, bien contraint grâce à des données de tomographie de résistivité électrique, de carottages et piézométriques. La méthodologie d'acquisition présentée dans les deux chapitres précédents est utilisée pour enregistrer simultanément les ondes P et les ondes de surface avec un dispositif d'acquisition unique centré sur forage piézométrique. Les mesures sont réalisées à deux périodes hydrologiques différentes, successivement en période de hautes et de basses eaux.

L'introduction met en avant l'intérêt des méthodes géophysiques pour la caractérisation des réservoirs hydrologiques et propose de s'intéresser plus particulièrement aux vitesses V_P et V_S grâce aux méthodes sismiques. La sismique réfraction et l'analyse de la dispersion des ondes de surface y sont une nouvelle fois présentées, en mettant l'accent sur les applications à l'hydrogéologie. Pour finir, les objectifs et la méthodologie employée sont détaillés dans le cadre du bassin expérimental de l'Orgeval (Seine-et-Marne). La suite de l'article propose une description détaillée du site expérimental, de la méthodologie et des conditions hydrologiques rencontrées au cours des deux campagnes d'acquisition. La comparaison avec des données de tomographie de résistivité électrique et de forages permet de valider le caractère 1D de la parcelle étudiée. L'interprétation en couche des temps d'arrivées P et SH fournit des modèles 1D de vitesse V_P et V_S. L'inversion de la dispersion extraite au centre du dispositif permet également d'obtenir un modèle 1D de vitesse V_S très similaire au modèle issu de la réfraction. Après validation des différents modèles obtenus, les rapports V_P/V_S sont calculés aux deux périodes hydrologiques. De forts contrastes de V_P/V_S sont mis en évidence à des profondeurs très cohérentes avec les niveaux observés du toit de la nappe, et ne correspondant par ailleurs à aucune interface lithologique

identifiée. Finalement, les discussions et conclusions se concentrent sur les différences observées à basses eaux entre le niveau piézométrique et le contraste de V_P/V_S et proposent d'utiliser la modélisation physique pour étudier ces problématiques en milieu contrôlé, ce qui sera l'objet du chapitre suivant.

Detecting different water table levels in a shallow aquifer with combined P-, surface and SH-wave surveys: insights from V_P/V_S or Poisson's ratios

Sylvain Pasquet[1,2,3], Ludovic Bodet[1,2,3], Amine Dhemaied[4], Amer Mouhri[1,2,3,5], Quentin Vitale[1,2,3], Fayçal Rejiba[1,2,3], Nicolas Flipo[5] and Roger Guérin[1,2,3]

Journal of Applied Geophysics, minor revisions requested

[1] *Sorbonne Universités, UPMC Univ Paris 06, UMR 7619 METIS, F-75005 Paris, France*
[2] *CNRS, UMR 7619 METIS, F-75005 Paris, France*
[3] *EPHE, UMR 7619 METIS, F-75005 Paris, France*
[4] *École des Ponts ParisTech, UMR 8205 CERMES, F-77420 Champs-sur-Marne, France*
[5] *Mines ParisTech, Centre de Géosciences, F-77300 Fontainebleau, France*

Abstract

When applied to hydrogeology, seismic methods are generally confined to the characterisation of aquifers geometry. The joint study of pressure- (P) and shear- (S) wave velocities (V_P and V_S) can provide supplementary information and improve the understanding of aquifer systems. This approach is proposed here with the estimation of V_P/V_S ratios in a stratified aquifer system characterised by tabular layers, well-delineated thanks to electrical resistivity tomography, log and piezometer data. We carried out seismic surveys under two hydrological conditions (high and low flow regimes) to retrieve V_S from both surface-wave dispersion inversion and SH-wave refraction interpretation, while V_P were obtained from P-wave refraction interpretation. P-wave first arrivals provided 1D V_P structures in very good agreement with the stratification and the water table level. Both V_S models are similar and remain consistent with the stratification. The theoretical dispersion curves computed from both V_S models present a good fit with the maxima of dispersion images, even in areas where dispersion curves could not be picked. Furthermore, V_P/V_S and Poisson's ratios computed with V_S models obtained from both methods show a strong contrast for both flow regimes at depths consistent with the water table level, with distinct values corresponding to partially and fully saturated sediments.

3.1 Introduction

Characterisation and monitoring of groundwater resources and associated flow and transport processes mainly rely on the implementation of wells (piezometers). The interpretation of hydrogeological observations is however limited by the variety of scales at which these processes occur and by their variability in time. In such a context, using geophysical (mostly electromagnetic and electrical) methods often improves the very low spatial resolution of borehole data and limit their destructive nature (Guérin, 2005; Hubbard et Linde, 2011). These methods regularly help to characterise the geometry of the basement (Mouhri *et al.*, 2013), identify and assess the physical and environmental parameters affecting the associated flow and transport processes (McClymont *et al.*, 2011), and possibly follow the evolution of these parameters over time (Michot *et al.*, 2003; Gaines *et al.*, 2010). They also tend to be proposed to support the implantation of dense hydrological monitoring networks (Mouhri *et al.*, 2013).

Among the geophysical tools applied to hydrogeology, seismic methods are commonly used at different scales, but remain mainly confined to the characterisation of the aquifer geometry. With dense acquisition setups and sophisticated workflows and processing techniques, seismic reflection produce detailed images of the basement with the resolution depending on the wavelength (Haeni, 1986a; Juhlin *et al.*, 2000; Bradford, 2002; Bradford et Sawyer, 2002; Haines *et al.*, 2009; Kaiser

et al., 2009). These images are routinely used to describe the stratigraphy in the presence of strong impedance contrasts, but do not allow for distinguishing variations of a specific property (Pride, 2005; Hubbard et Linde, 2011). From these images, hydrogeologists are able to retrieve the geometry of aquifer systems, and allocate a lithology to the different layers with the help of borehole data (Paillet, 1995; Guérin, 2005).

Surface refraction seismic provides records from which it is possible to extract the propagation velocities of seismic body waves. This method has the advantage of being relatively inexpensive and quick to implement, and is easily carried out with a 1D to 3D coverage (Galibert *et al.*, 2014). It is frequently chosen to determine the depth of the water table when the piezometric surface is considered as an interface inside the medium (*i.e.* free aquifer) (Wallace, 1970; Haeni, 1986b, 1988; Paillet, 1995; Bachrach et Nur, 1998). But the seismic response in the presence of such interfaces, and more generally in the context of aquifer characterisation, remains complex (Ghasemzadeh et Abounouri, 2012). The interpretation of the estimated velocities is often difficult because their variability mainly depend on the "dry" properties of the constituting porous media. In these conditions, borehole seismic (up-hole, down-hole, cross-hole, *etc.*) are regularly used to constraint velocity models in depth, though they remain destructive and laterally limited (Haeni, 1988; Sheriff et Geldart, 1995; Liberty *et al.*, 1999; Steeples, 2005; Dal Moro et Keller, 2013).

Geophysicists seek to overcome these limitations, especially through the joint study of compression (P-) and shear (S-) wave velocities (V_P and V_S, respectively), whose evolution is by definition highly decoupled in the presence of fluids (Biot, 1956a,b). The effect of saturation and pore fluids on body wave velocities in consolidated media has been subject to many theoretical studies (Berryman, 1999; Lee, 2002; Dvorkin, 2008) and experimental developments (Wyllie *et al.*, 1956; King, 1966; Nur et Simmons, 1969; Domenico, 1974; Gregory, 1976; Domenico, 1977; Murphy, 1982; Dvorkin et Nur, 1998; Foti *et al.*, 2002; Prasad, 2002; Adam *et al.*, 2006; Uyanık, 2011), especially in the fields of geomechanics and hydrocarbon exploration. From a theoretical point of view, this approach proves suitable for the characterisation of aquifer systems, especially by estimating V_P/V_S or Poisson's ratios (Stümpel *et al.*, 1984; Castagna *et al.*, 1985; Bates *et al.*, 1992; Bachrach *et al.*, 2000). Recent studies show that the evaluation of these ratios, or derived parameters more sensitive to changes in saturation of the medium, can be systematically carried out with seismic refraction tomography using both P and SH (shear-horizontal) waves (Turesson, 2007; Grelle et Guadagno, 2009; Mota et Monteiro Santos, 2010).

The estimation of the V_P/V_S ratio with refraction tomography requires to carry out two separate acquisitions for V_P and V_S. While P-wave seismic methods are generally considered well-established, measurements of V_S remain delicate because of well-known shear-wave generation and picking issues in SH-wave refraction seismic methods (Sheriff et Geldart, 1995; Jongmans et Demanet, 1993; Xia *et al.*, 2002; Haines, 2007). Indirect estimation of V_S is commonly achieved in a relative straightforward manner by using surface-wave prospecting methods, as an alternative to SH-wave refraction tomography (*e.g.* Gabriels *et al.*, 1987; Jongmans et Demanet, 1993; Park *et al.*, 1999; Socco et Strobbia, 2004; Socco *et al.*, 2010a). Such approach has recently been proposed for geotechnical (Heitor *et al.*, 2012) and hydrological applications in sandy aquifers (Cameron et Knapp, 2009; Konstantaki *et al.*, 2013; Fabien-Ouellet et Fortier, 2014). Konstantaki *et al.* (2013) highlighted major variations of V_P/V_S and Poisson's ratios that was correlated with the water table level. Retrieving V_P and V_S from a single acquisition setup thus appears attractive in terms of time and equipment costs, even if SH-wave methods provide high quality results in reflection seismic (Hunter *et al.*, 2002; Guy *et al.*, 2003; Haines et Ellefsen, 2010; Ghose *et al.*, 2013). Moreover, Pasquet *et al.* (2014) recently evaluated the applicability of the combined use of SH-wave refraction tomography and surface-wave dispersion inversion for the characterisation of V_S .

In order to address such issues in more complex aquifer systems (*e.g.* unconsolidated, heterogeneous or low permeability media), we performed high spatial resolution P-, surface- and SH-wave

seismic surveys in the Orgeval experimental basin (70 km east from Paris, France) under two distinct hydrological conditions. This basin is a part of a research observatory managed by the ORACLE network (http://bdoracle.irstea.fr/) and has been studied for the last 50 years, with particular focuses on water and pollutant transfer processes occurring at different scales throughout the basin (Flipo *et al.*, 2009). The basin drains a stratified aquifer system characterised by tabular layers, well-delineated all over the basin by Mouhri *et al.* (2013) thanks to extensive geological and geophysical surveys including Electrical Resistivity Tomography (ERT), Electrical Soundings (ES), Time Domain ElectroMagnetic (TDEM) soundings and borehole core sampling. The hydrogeological behaviour of the Orgeval watershed is influenced by the aquifer system, which is composed of two main geological units: the Oligocene sand and limestone (Brie formation on Figure 3.1b) and the Middle Eocene limestone (Champigny formation on Figure 3.1b) (Mouhri *et al.*, 2013). These two aquifer units are separated by a clayey aquitard composed of green clay and marl (Figure 3.1b). Most of the basin is covered with table-land loess of about 2–5 m in thickness, essentially composed of sand and loam lenses of low permeability. These unconsolidated deposits seem to be connected to the Oligocene sand and limestone, forming a single aquifer unit. This upper aquifer is monitored by a dense network of piezometers (Figure 3.1a) (Mouhri *et al.*, 2013) which have allowed for establishing maps of the piezometric level for high and low water regimes in 2009 and 2011 (Kurtulus *et al.*, 2011; Kurtulus et Flipo, 2012). It thus offers an ideal framework for the study of the V_P/V_S ratio through the combined analysis of P-wave refraction, SH-wave refraction and surface-wave dispersion data. Measurements were carried out under two distinct hydrological conditions in order to evaluate the ability of this approach to detect variations of the water table level, and assess its practical limitations.

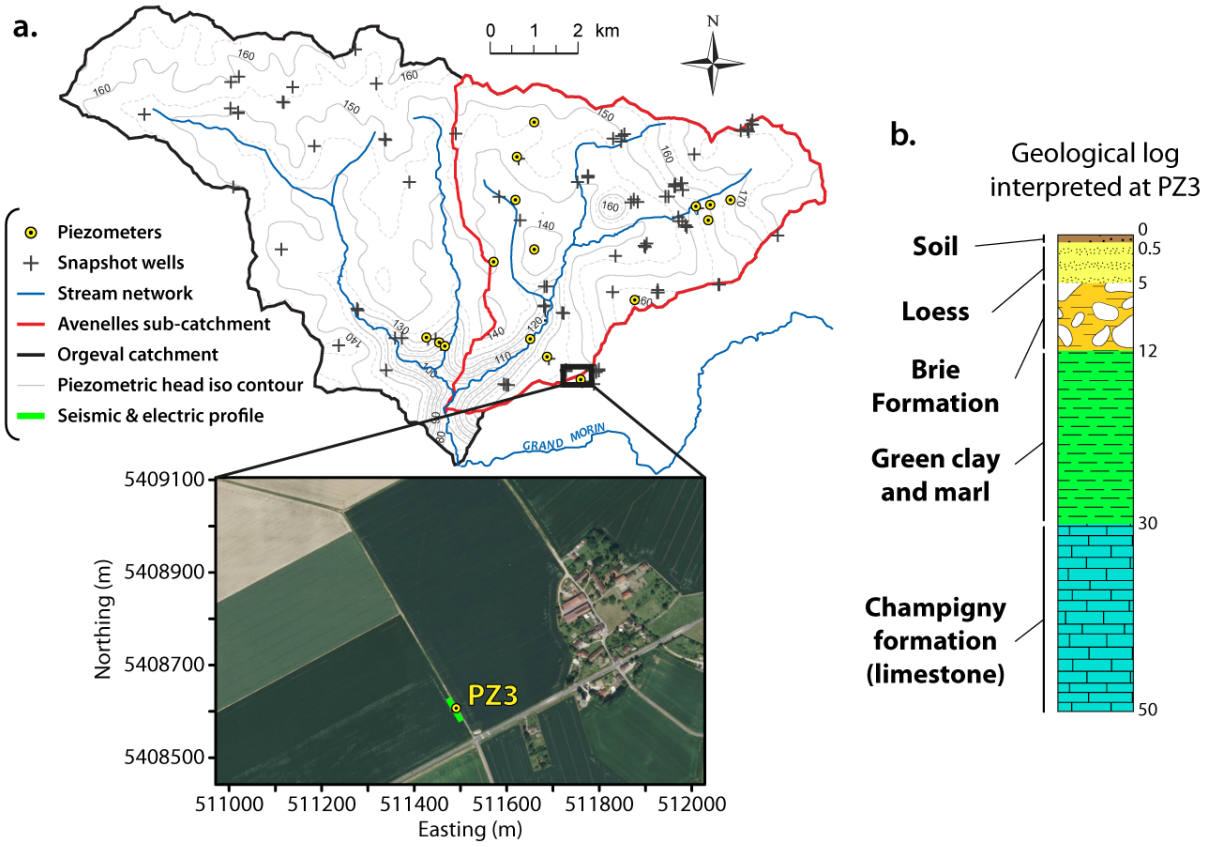


Figure 3.1 : *(a) Situation of the Orgeval experimental basin, and location of the experiment. (b) Geological log interpreted at PZ3.*

3.2 Location of the experimentation and acquisition strategy

3.2.a Choice of the site

The experiment location has been selected in a plateau area, where the upper layers of the aquifer system are known to be the most tabular. The site is located in the southeast part of the Orgeval basin, at 70 km east from Paris, near the locality of Les Granges (black square Figure 3.1a). A piezometer (PZ3 on Figure 3.1a) with its water window in the Brie aquifer is situated in the middle of a trail crossing the survey area in the southeast-northwest direction. Thanks to the ORACLE facilities, the piezometric head level in the upper aquifer is continuously recorded in PZ3 on an hourly basis (Figure 3.2a). Two acquisition campaigns were carried out in the site under two distinct hydrological conditions. The first campaign took place between March 12th and March 14th 2013 during a high flow regime (*i.e.* high water level or HW on Figure 3.2a), with a piezometric head level measured at 1.15 m. The second campaign was conducted between August 26th and August 28th 2013 during a low flow regime (*i.e.* low water level or LW on Figure 3.2a), with a recorded piezometric head level of 2.72 m. During both HW and LW campaigns, the piezometric head level was measured from ground level at the base of PZ3.

Electrical Resistivity Tomography was performed during both HW and LW campaigns to accurately describe the stratigraphy in the upper aquifer unit and confirm the tabularity required for our experiment. We used a multi-channel resistivimeter with a 96-electrode Wenner-Schlumberger array (Figure 3.2b). ERT profiles were implanted on the side of the trail and centred on PZ3 (Figure 3.1a), 1 m away from the piezometer and 0.25 m below, respectively. Electrodes were spaced with 0.5 m to obtain 41.5-m long profiles. The inversion was performed using the *RES2DINV* commercial software (Loke et Barker, 1996). The origin of the depth axis in Figure 3.2 and in figures hereafter was chosen at ground level in the centre of the line (*i.e.* the water table level is 0.25 m higher than recorded in PZ3). The ORACLE experimental facilities provided soil and air temperatures during both campaigns thanks to probes installed near the survey area. At HW, air temperature was below 0°C and soil temperature was increasing from 6.3°C at 0.5 m in depth to 6.5°C at 1 m in depth. In comparison, air temperature was around 22°C at LW, with a soil temperature varying from 18.5°C at 0.5 m in depth to 18°C at 1 m in depth. With such fluctuations between both campaigns, the variation of ground resistivity due to temperature cannot be neglected. To account for those effects, Campbell *et al.* (1949) proposed an approximation stating that an increase of 1°C in temperature causes a decrease of 2 % in resistivity. We used this approximation to correct resistivity values obtained at HW from the temperature differences observed between HW and LW periods, after extrapolating both temperature profiles in depth with an exponential trend (Oke, 1987). The comparison of the corrected HW ERT profile with the LW ERT profile shows no significant variation of the resistivity values and clearly depicts the stratigraphy with three distinct tabular layers (Figure 3.2c) that are consistent with those observed at the basin scale (Figure 3.1b). The most superficial layer has a thickness of 0.2 to 0.25 m and an electrical resistivity (ρ) of about 30 Ω.m. This thin layer, corresponding to the agricultural soil, was not observed at the basin scale. It presents higher resistivity values at LW that can be explained by lower water content at the surface. The second layer, associated with the table-land loess, is characterised by lower electrical resistivity values (around 12 Ω.m), with a thickness of about 3.5 m. The semi-infinite layer has higher electrical resistivity values (around 35 Ω.m), and can be related to the Brie limestone layer. ERT and log results offer a fine description of the site stratigraphy. These results, combined with piezometric head level records, provide valuable *a priori* information for the interpretation of seismic data.

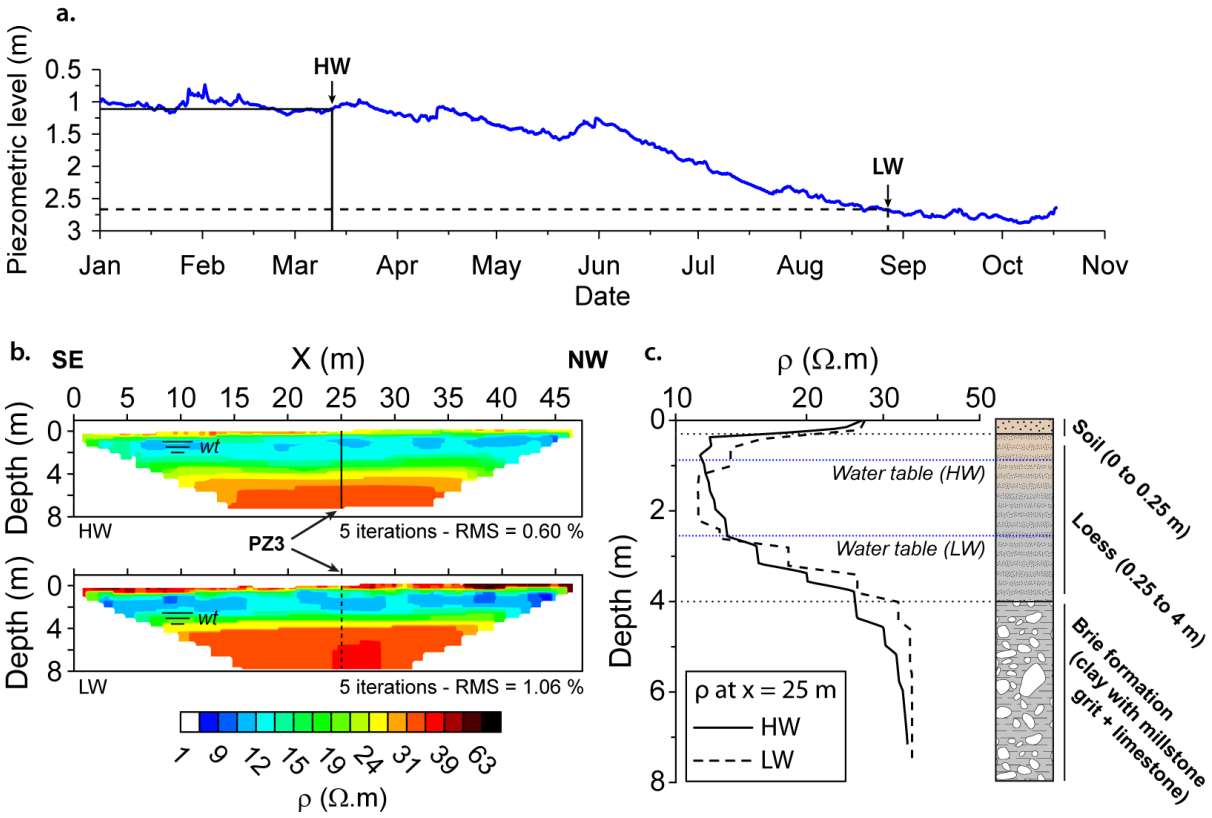


Figure 3.2 : *(a) Piezometric head level measured in PZ3 between January 1st, 2013 and October 17th, 2013. Geophysical surveys were carried out between March 12th and March 14th 2013 during a high flow regime (i.e. high water level, or HW), and between August 26th and August 28th 2013 during a low flow regime (i.e. low water level, or LW). (b) Electrical resistivity values (ρ) interpreted from Electrical Resistivity Tomography (ERT) carried out during both HW and LW campaigns. (c) Interpreted geological log and electrical resistivity at PZ3. The origin of the depth axis in (b), (c) and figures hereafter is the ground level at the centre of the ERT profile, while the piezometric head level observed in PZ3 (a) is measured from ground level at the piezometer location, which is 0.25 m higher. The water table level in (b), (c) and figures hereafter is thus 0.25 m higher than in (a).*

3.2.b Seismic acquisition

Acquisition setup

An identical seismic acquisition setup was deployed during both HW and LW campaigns. It consisted in a simultaneous P- and surface-wave acquisition followed by a SH-wave acquisition along the same line. The seismic line was centred on PZ3 (Figure 3.1a) along the ERT profile, with the origin of the x-axis being identical to the one used for ERT (Figure 3.2b). While a small receiver spacing is required to detect thin layers with seismic refraction, a long spread is needed for surface-wave analysis in order to increase spectral resolution and investigation depth. To meet both requirements, we used a dense multifold acquisition setup with 72 geophones and a 0.5 m receiver spacing to obtain a 35.5-m long profile (Figure 3.3). We carried out a topographic leveling using a tacheometer to measure the relative position and elevation of each geophone. The maximum difference of elevation along the profile is around 0.5 m which represent a slope of less than 1.5 %. A 72-channel seismic recorder was used with 72 14-Hz vertical component geophones for the P-wave profile, and 72 14-Hz horizontal component geophones for the S-wave profile. First shot location was one half receiver spacing away from first trace, and move up between shots was one receiver interval. 73 shots were recorded along each profile for a total number of 5256 active traces.

The P-wave source consisted in an aluminium plate hit vertically by a 7-kg sledgehammer. The plate was hit 6 times at each position to increase signal-to-noise ratio. The SH-waves were generated with a manual source consisting of a heavy metal frame hit laterally by a 7-kg sledgehammer. The SH-wave source was hit 8 times at each position. For both P- and SH-wave acquisitions, the sampling rate was 1 ms and the recording time was 2 s (anticipating low propagation velocities). A delay of -0.02 s was kept before the beginning of each record to prevent early triggering issues (*i.e.* time shift between the recording starting time and the actual beginning of the seismic signal).

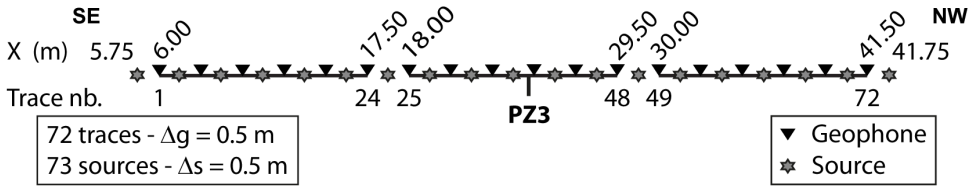


Figure 3.3 : *Sketch of the seismic acquisition setup used under both hydrological conditions for combined P-, surface and SH-wave surveys. P- and surface-wave data were obtained using 72 14-Hz vertical geophones, while SH-wave were recorded with 72 14-Hz horizontal geophones. Interval between two geophones (Δg) and move-up between shots (Δs) were both 0.5 m. The seismic profile is centred on PZ3. The origin of the x-axis is identical to the one used for ERT (Figure 3.2b).*

Recorded seismograms

The collected data presented on Figure 3.4 are of good quality with low noise level, and did not require specific processing other than basic trace normalisation. P-wave seismograms recorded during both HW (Figure 3.4a) and LW (Figure 3.4c) campaigns present similar characteristics. P-wave first arrivals are clearly visible before 0.04 s (P on Figure 3.4a and 3.4c), with three different apparent velocities visible at first glance: 200 m/s for the first two traces, then 800 m/s for the next 7 to 10 traces, and around 2000 m/s for the farthest traces. They are followed by the air wave, characterised by higher frequencies and a velocity of 340 m/s (A on Figure 3.4a and 3.4c). At last come P-SV waves (or Rayleigh waves), corresponding to a high-amplitude

and low-frequency wave-train with an apparent velocity of about 150 m/s (R on Figure 3.4a and 3.4c). SH-wave shots records obtained during both HW (Figure 3.4b) and LW (Figure 3.4d) campaigns also show similar features. They contain lower frequency signal, with coherent events consistent with SH-wave first arrivals (SH on Figure 3.4b and 3.4d). These first arrivals have three distinct apparent velocities (around 70 m/s for the first two traces, 175 m/s for the next 30 traces, and 450 m/s for the farthest traces). SH-wave first arrivals are directly followed by Love waves (L on Figure 3.4b and 3.4d), which present an apparent velocity of about 175 m/s. Early P-wave arrivals are visible on horizontal geophones records, especially on Figure 3.4b between 15 and 20 m and before 0.1 s. Even under such excellent experimental conditions, it is always challenging to guarantee the horizontality of geophones. These early events are one of the main features that make first arrival picking delicate when carrying out SH-wave surveys.

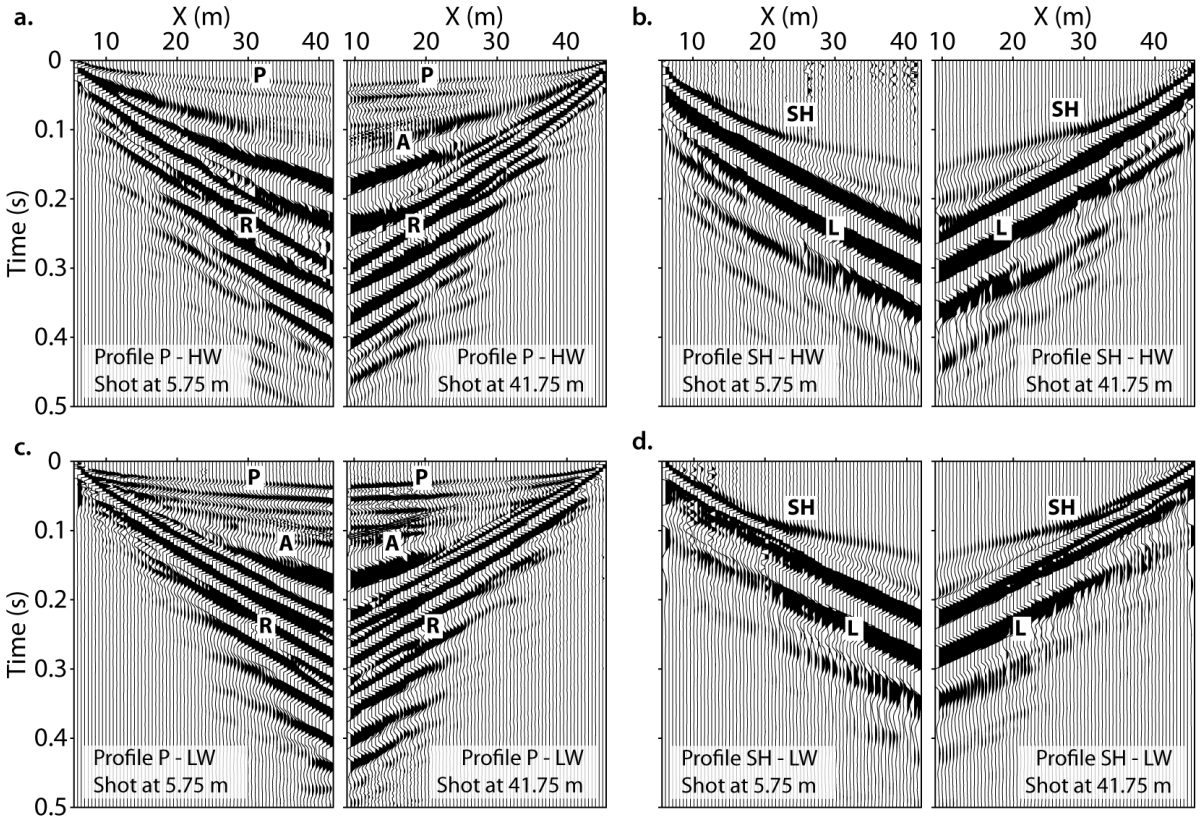


Figure 3.4 : *Seismograms of direct (x = 5.75 m) and reverse (x = 41.75 m) shots recorded for HW with vertical (a) and horizontal (b) geophones. Seismograms of direct (x = 5.75 m) and reverse (x = 41.75 m) shots recorded for LW with vertical (c) and horizontal (d) geophones. P-wave (P), air-wave (A) and Rayleigh-wave (R) are observed on seismograms recorded with vertical geophones. SH-wave (SH) and Love-wave (L) are visible on seismograms recorded with horizontal geophones.*

3.3 Processing and results

3.3.a Body waves

For both HW and LW, P- and SH-wave traveltimes were easily identified and picked in the raw data from near to long offsets. First arrivals of 5 shots (1 direct shot, 1 reverse shot and 3 evenly spaced split-spread shots) were interpreted as simple 2D models with tabular dipping

layers (Wyrobek, 1956; Dobrin, 1988). Traveltimes corresponding to the interpreted models were computed and represented along with observed traveltimes. In the absence of a proper estimation of the traveltimes relative errors and in order to propose an estimate of the accuracy of the interpreted models, we introduced a perturbation of ±5 % on interpreted models (+5 % on velocities and −5 % on thicknesses for the lower model, and −5 % on velocities and +5 % on thicknesses for the upper model), and calculated the corresponding theoretical traveltimes. For the sake of readability, only direct and reverse shots traveltimes were represented Figure 3.5 along with ±5 % perturbations. 1D models corresponding to the centre of the profile (*i.e.* the position of PZ3) were extracted and represented with the corresponding ±5 % perturbation (Figure 3.5).

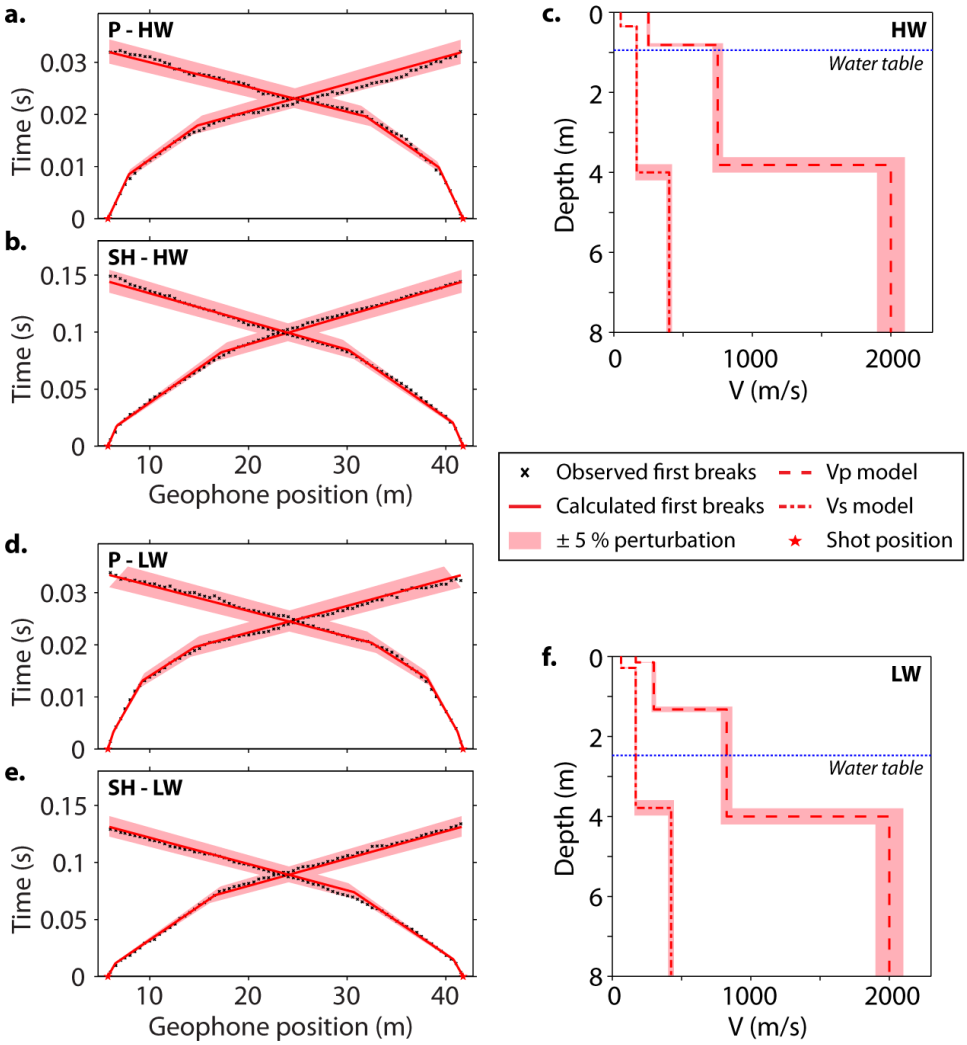


Figure 3.5 : *Observed and calculated first arrivals for P-wave (a. for HW, d. for LW), SH-wave (b. for HW, e. for LW) and corresponding V_P and V_S interpreted models (c. for HW, f. for LW). Theoretical traveltimes are computed from perturbated models (+5 % on velocities and −5 % on thicknesses for the lower model, and −5 % on velocities and +5 % on thicknesses for the upper model).*

P-wave first arrivals picked for the HW campaign (Figure 3.5a) were interpreted as a 3-layer model, with interfaces between layers slightly dipping southeast (less than 1 %). These three layers have P-wave velocities from surface to depth of 250 ± 12.5 m/s, 750 ± 37.5 m/s and 2000 ± 100 m/s, respectively. The two upper layers have thicknesses at the centre of the profile of 0.85 ± 0.043 m and 3 ± 0.15 m, respectively (Figure 3.5c). P-wave first arrivals observed for the

LW campaign (Figure 3.5d) were interpreted with 4 layers presenting slightly dipping interfaces towards southeast (less than 0.5 %). The corresponding velocities are 170 ± 8.5 m/s, 300 ± 15 m/s, 825 ± 41.25 m/s and 2000 ± 100 m/s from top to bottom. The thicknesses of the three upper layers at the centre of the model are 0.15 ± 0.008 m, 1.2 ± 0.06 m and 2.65 ± 0.133 m, respectively (Figure 3.5f). The first layer observed during the LW campaign is missing in the interpretation of first arrivals of the HW campaign. Indeed, early triggering issues prevented us from picking first arrivals corresponding to this thin layer.

SH-wave first arrivals picked for both HW (Figure 3.5b) and LW (Figure 3.5e) campaigns were interpreted as 3-layer models, with interfaces slightly dipping southeast (less than 0.25 %). For HW, these three layers are characterised from top to bottom by SH-wave velocities of 50 ± 2.5 m/s, 165 ± 8.25 m/s and 400 ± 20 m/s, respectively. The two upper layers are 0.35 ± 0.018 m and 3.65 ± 0.183 m thick, respectively (Figure 3.5c). As for LW, the V_S model at the centre of the profile is composed of a low velocity (65 ± 3.25 m/s) and thin (0.3 ± 0.015 m) layer in surface, a 3.5 ± 0.175 m thick layer with a velocity of 170 ± 8.5 m/s, and a semi-infinite layer with a velocity of 425 ± 21.25 m/s (Figure 3.5f).

Despite known limitations of the refraction interpretation technique (*e.g.* in presence of low velocity layers, velocity gradients, *etc.*), the interpreted velocity models are highly satisfying and provide a description of the stratigraphy in very good agreement with ERT and log results. When V_S show 3 layers corresponding to this stratigraphy, V_P present a fourth layer that is consistent with the observed water table level, especially for HW (Figure 3.5c). These velocity models are quite stable in depth, as demonstrated by the ±5 % error bars displayed on Figure 3.5. Furthermore, the calculated residuals between observed and calculated traveltimes remain mostly below 5 %, with only a few over 10 %, and Root Mean Square (RMS) errors calculated for direct and reverse shots are around 2-2.5 % (Figure 3.6). These low values point out the good consistency of the estimated velocity models and reinforce the confidence in our interpretations.

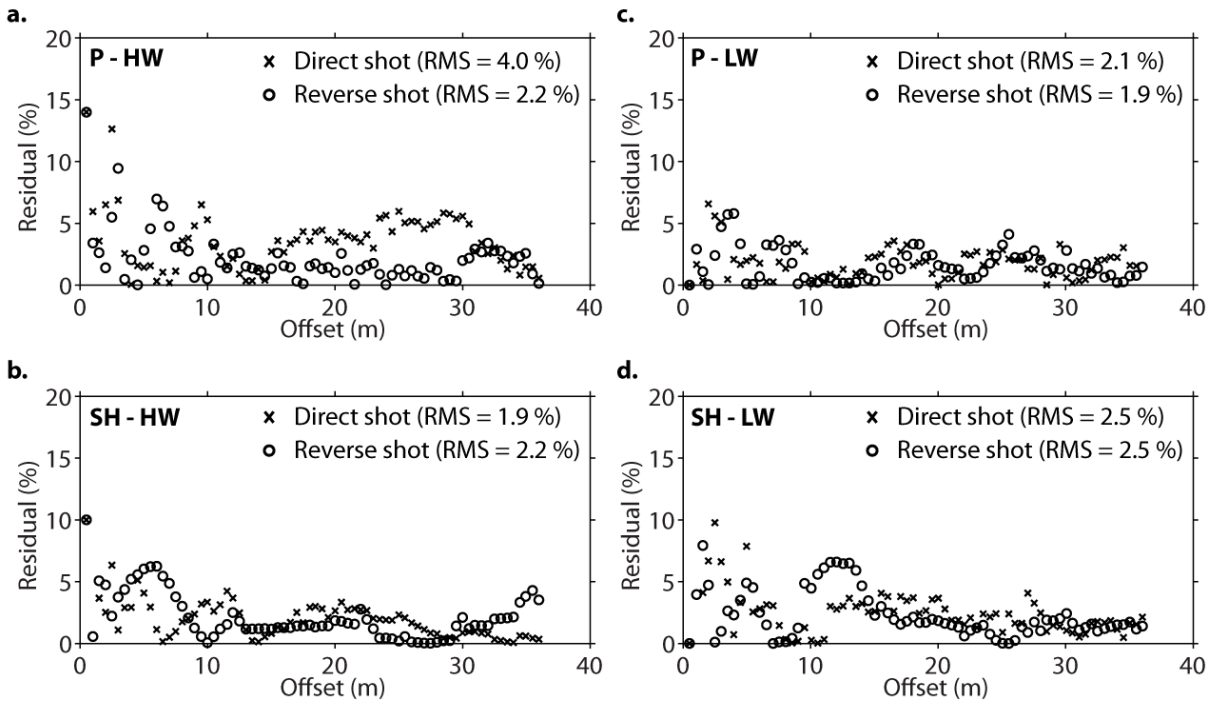


Figure 3.6 : *Residuals between observed and calculated first arrivals for P-wave (a. for HW, c. for LW) and SH-wave (b. for HW, d. for LW) represented with the offset position. Direct and reverse shots are represented with crosses and circles, respectively.*

3.3.b P-SV waves

Extraction of dispersion

Surface-wave dispersion images were obtained from P-wave shot gathers for both HW and LW campaigns (Figure 3.7). After correction for geometrical spreading, the wavefield was basically transformed to the frequency-phase velocity ($f-c$) domain in which maxima should correspond to Rayleigh-wave propagation modes (Russel, 1987; Mokhtar *et al.*, 1988). Anticipating slight shallow lateral variations, we used the entire spread to analyse surface waves. A 70-trace extraction window (34.5-m wide) was actually used in order to be roughly centred on PZ3 ($x = 24.25$ m). For both flow regimes, we obtained dispersion images from direct (Figure 3.7a, HW and 3.7d, LW) and reverse (Figure 3.7b, HW and 3.7e, LW) shots on each side of the window. The comparison of both single dispersion images presented only slight differences, confirming the validity of the 1D approximation (Jongmans *et al.*, 2009). These images were thus stacked in order to increase the signal-to-noise ratio (Figure 3.7c, HW and 3.7f, LW). The stacking was achieved by summing the frequency-phase velocity spectra of windowed data (*e.g.* O'Neill *et al.*, 2003), which clearly enhanced the maxima.

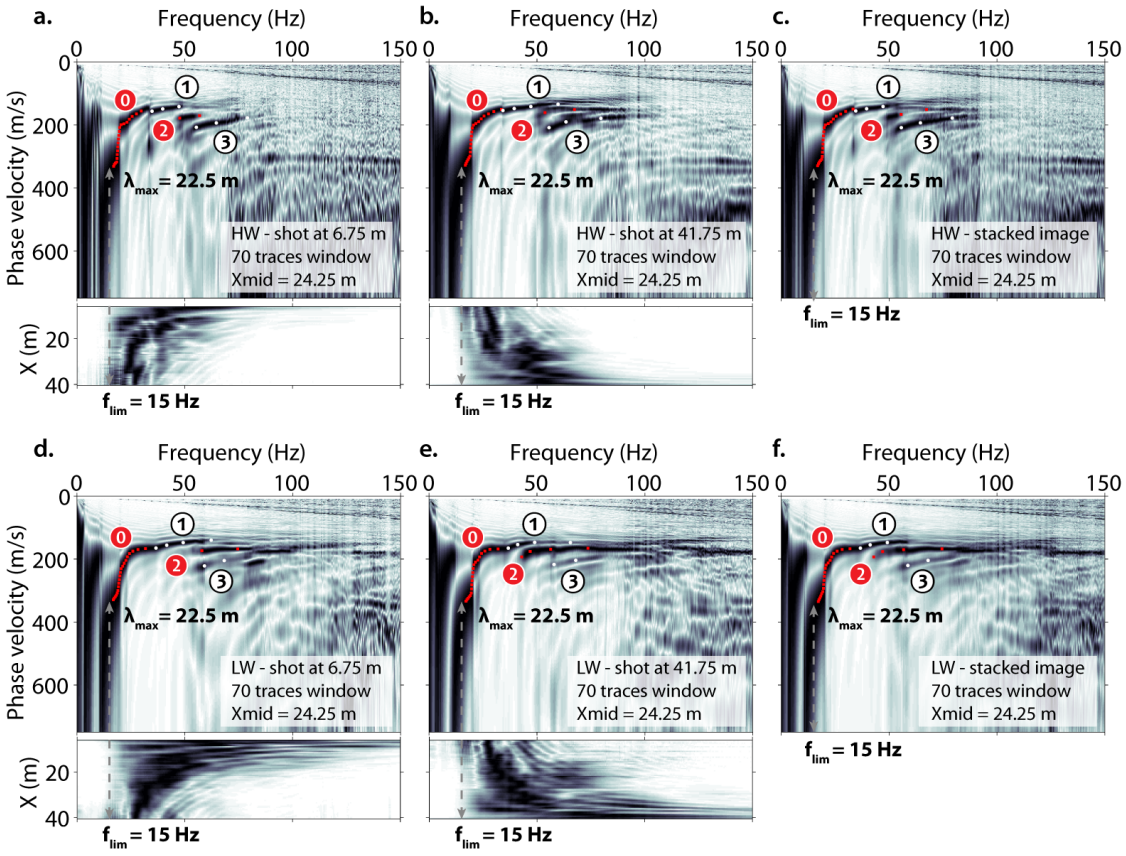


Figure 3.7 : *Effect of dispersion stacking for both HW and LW campaigns. Dispersion was extracted with a 40-trace (34.5-m wide) window from direct (a. for HW, d. for LW) and reverse (b. for HW, e. for LW) shots, and corresponding shot spectral amplitude. The result provided by dispersion stacking of images obtained from direct and reverse shots is provided for HW (c) and LW (e) for comparison. Picked dispersion curves are represented for the fundamental (0, in red), first (1, in white), second (2, in red) and third (3, in white) higher modes, without error bars to keep the dispersion images readable. We limited dispersion curves down to frequencies where the spectral amplitude of the seismogram became too low (f_{lim}), thus defining the maximum observed wavelength (λ_{max}).*

The dispersion data present a strong "effective character", which aspects are for instance discussed by Forbriger (2003a,b) and O'Neill et Matsuoka (2005). In shallow seismic data, large velocity contrasts and/or velocity gradients often generate wavefields with dominant higher modes. Guided waves may also appear with large amplitudes at high frequencies and phase velocities. In that case, the identification of different propagation modes and the picking of dispersion curves is challenging and requires a thorough analysis of the observed dispersion images, or alternative inversion approaches (*e.g.* Maraschini *et al.*, 2010; Boiero *et al.*, 2013b). To facilitate mode identification, we relied on preliminary picking and inversions along with trial and error forward modelling based on *a priori* geological knowledge and results from refraction analysis. Such approach actually highlighted a "mode-jump" occurring around 35 Hz on each dispersion image, confirming the presence of overlapping modes.

On each dispersion image, coherent maxima were finally extracted with an estimated standard error in phase velocity defined according to the workflow described in O'Neill (2003). Corresponding error bars are not presented on Figure 3.7 to keep images readable. Four propagation modes were observed and identified as fundamental (0), first (1), second (2) and third (3) higher modes (Figure 3.7). The apparent phase velocity of the fundamental mode increases with decreasing frequency (from 175 to 350 m/s). As recommended by Bodet (2005) and Bodet *et al.* (2009), we limited dispersion curves down to frequencies (f_{lim}) where the spectral amplitude of the seismogram became too low (15 Hz on Figure 3.7), thus defining the maximum observed wavelength λ_{max} ($\sim$ 22.5 m on Figure 3.7).

Inversion

Assuming a 1D tabular medium below each extraction window, we performed a 1D inversion of dispersion data obtained during both HW and LW campaigns. We used the Neighbourhood Algorithm (NA) developed by Sambridge (1999a) and implemented for near-surface applications by Wathelet *et al.* (2004) and Wathelet (2008). Theoretical dispersion curves were computed from the elastic parameters using the Thomson-Haskell matrix propagator technique (Thomson, 1950; Haskell, 1953). NA performs a stochastic search of a pre-defined parameter space (namely V_P, V_S, density and thickness of each layer), using the following misfit function (MF):

$$MF = \sqrt{\sum_{i=1}^{N_f} \frac{(V_{cal_i} - V_{obs_i})^2}{N_f {\sigma_i}^2}} \,, \tag{3.1}$$

with V_{cal_i} and V_{obs_i}, the calculated and observed phase velocities at each frequency f_i; N_f, the number of frequency samples and σ_i, the phase velocity measurement error at each frequency f_i.

Based on site *a priori* geological knowledge and results from refraction analysis, we used a parametrisation with a stack of three layers (soil, partially saturated loess and fully saturated loess) with an uniform velocity distribution overlaying the half-space (Brie limestone layer). An appropriate choice of these parameters is considered as a fundamental issue for the successful application of inversion (Socco et Strobbia, 2004; Renalier *et al.*, 2010). The thickness of the soil layer was allowed for ranging from 0.05 to 1 m, while the thicknesses of the partially and fully saturated loess could vary between 0.5 and 3.5 m. The half-space depth (HSD), of great importance since it depends on the poorly known depth of investigation of the method, was fixed to about 40 % of the maximum observed wavelength (8 m) as recommended by O'Neill (2003) and Bodet *et al.* (2005, 2009). The valid parameter range for sampling velocity models was 1 to 750 m/s for V_S (based on dispersion observations and refraction analysis). Anticipating a decrease of V_S in the saturated zone, we did not constraint velocities to increase with depth in the two layers corresponding to the partially and fully saturated loess, as it is usually done in surface-wave methods (Wathelet, 2008). P-wave velocity being of weak contraint on surface-wave

dispersion, only S-wave velocity profile can be interpreted. V_P however remain part of the actual parameter space and were generated in the range 10 to 2500 m/s. Density was set as uniform (1800 kg/m^3). A total of 75300 models were generated with NA (Figure 3.8a, HW and 3.8c, LW). Models matching the observed data within the error bars were selected, as suggested by Endrun *et al.* (2008). The accepted models were used to build a final average velocity model associated with the centre of the extraction window (dashed line Figure 3.8b, HW and 3.8d, LW). Thickness and velocity accuracy was estimated with the envelope containing the accepted models.

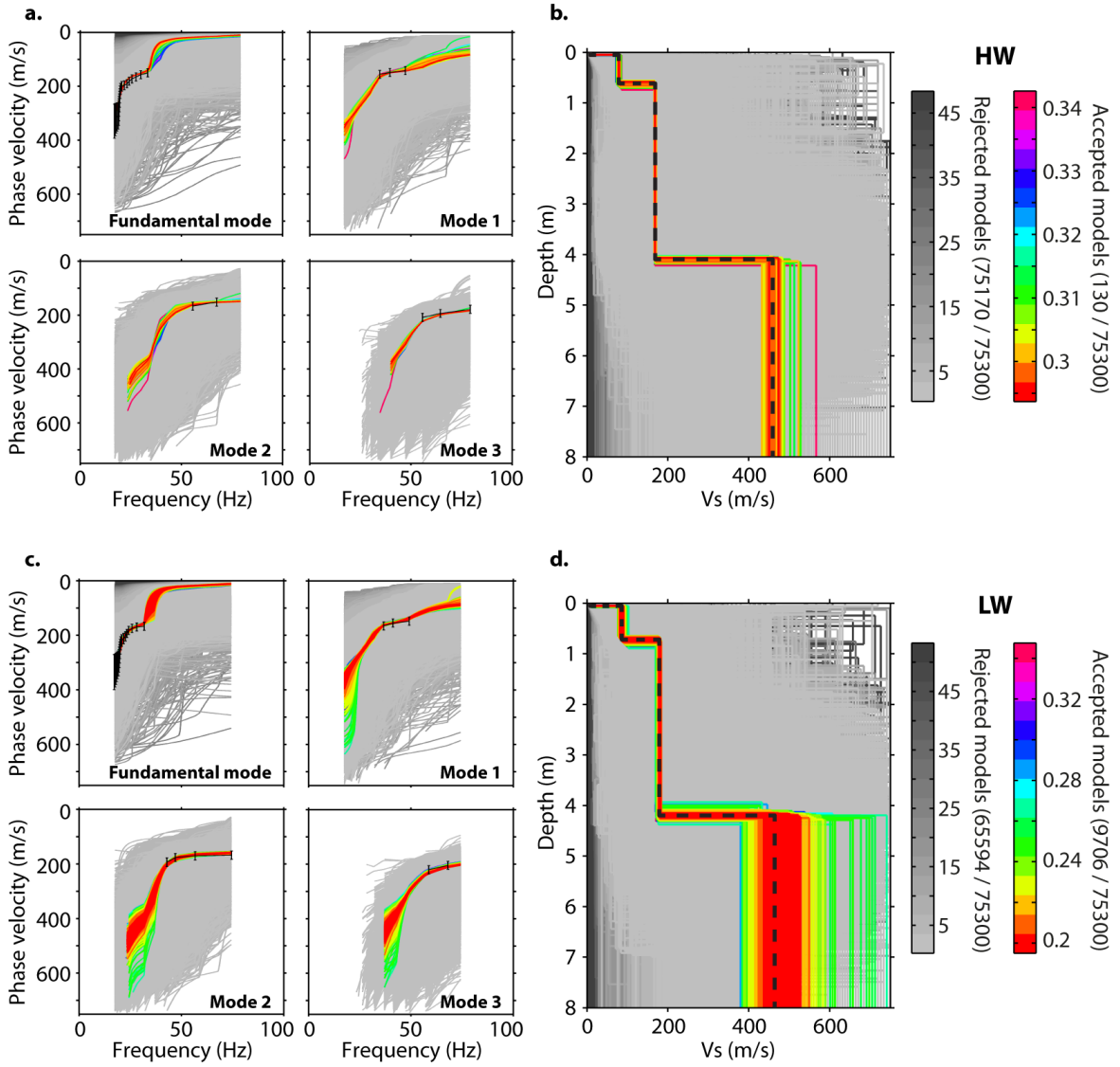


Figure 3.8 : *1D inversion of dispersion data (black error bars) extracted from the stacked dispersion image for HW (a) and LW (c), using the Neighborhood Algorithm (NA) as implemented by Wathelet et al. (2004). Resulting models are represented for HW (b) and LW (d). Rejected models (i.e. at least one point of the theoretical dispersion curves calculated from the model does not fit within the error bars) are represented according to their misfit with a grayscale, while accepted models (i.e. every single point of the theoretical dispersion curves calculated from the model fits within the error bars) are represented with a colorscale. Average parameters of all accepted models were used to build an average velocity structure associated with the centre of the extraction window (black dashed lines).*

For both HW (Figure 3.8b) and LW (Figure 3.8d) campaigns, the inversion led to very similar 4-layer V_S models. While velocities in the second and third layers were not constrained to increase with depth, neither final V_S model presents decreasing velocities. These two models are characterised by the same very thin low velocity layer in surface (around 0.052 ± 0.025 m in thickness with a S-wave velocity of 8 ± 3 m/s). The second layer is slightly thicker for LW (0.67 ± 0.14 m) than for HW (0.56 ± 0.11 m), and has higher V_S values for LW (86 ± 15 m/s) than for HW (79 ± 10 m/s). The third layer has identical thickness for both flow regimes (3.47 ± 0.25 m), but V_S is slighlty higher for LW (179 ± 10 m/s) than for HW (169 ± 5 m/s). The half-space is also characterised by very similar velocities for both flow regimes, with 459 m/s for HW (between 430 and 570 m/s), and 464 m/s for LW (between 380 and 740 m/s). Dispersion curves being less well defined at low frequencies, a larger variability (*i.e.* larger error bars) of half-space velocities is observed, especially for LW.

3.3.c Cross-validation of V_S models

Models obtained from surface-wave dispersion inversion (in red, Figure 3.9a for HW and 3.9c for LW) are remarkably similar to the models obtained from SH-wave refraction interpretation (in green, Figure 3.9a for HW and 3.9c for LW), and are thus very consistent with the stratigraphy observed on ERT and log results (Figure 3.2). V_S obtained through surface-wave dispersion inversion are however characterised for both flow regimes by a very thin and low velocity layer in

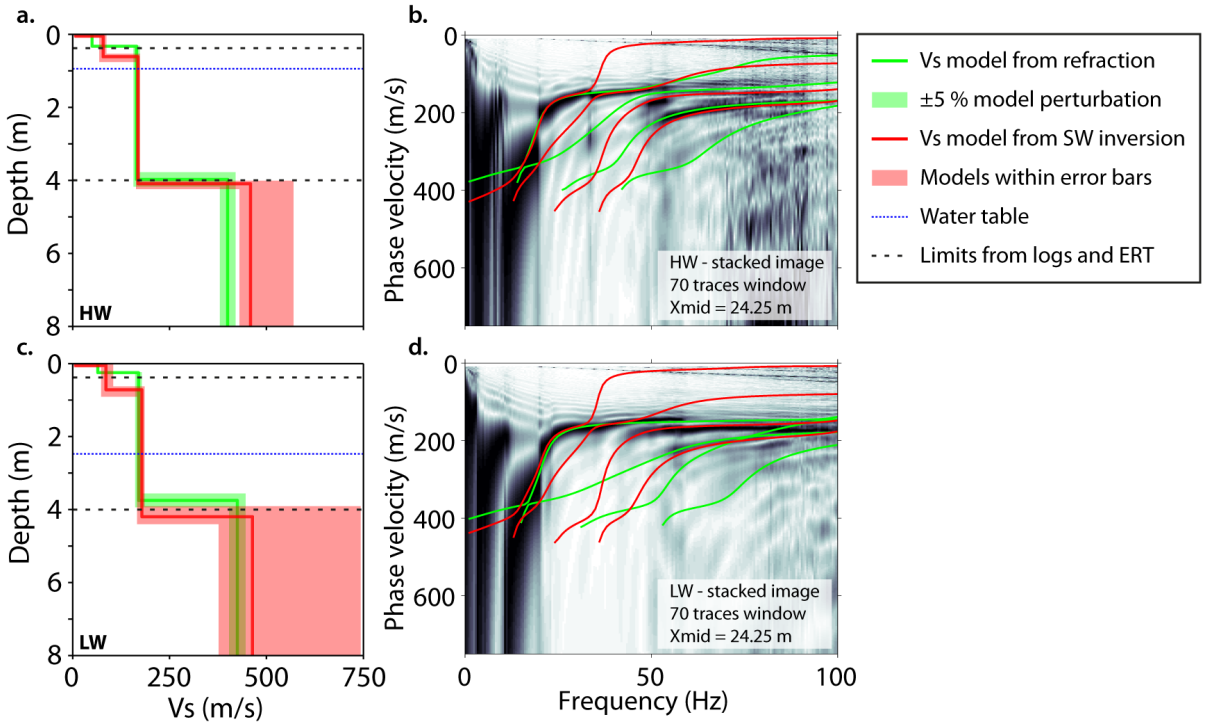


Figure 3.9 : *Comparison of 1D V_S models obtained from SH-wave refraction interpretation (in green) and surface-wave dispersion inversion (in red) for HW (a) and LW (c), with corresponding error bars. The error bars of V_S models retrieved from refraction analysis were estimated by introducing a perturbation of ±5 % on the central model parameters. As for error bars of V_S models retrieved from surface-wave dispersion inversion, they correspond to the envelope of accepted models for each hydrological regime (i.e. fitting the error bars in Figure 3.8). Dispersion curves calculated from both surface-wave dispersion inversion (in red) and refraction interpretation (in green) are superimposed on the stacked dispersion image obtained for HW (b) and LW (d).*

surface that is not observed with SH-wave refraction interpretation. The error bars of V_S models retrieved from refraction analysis were estimated by introducing a perturbation of ±5 % on the central model parameters (in green, Figure 3.9a for HW and 3.9c for LW). As for error bars of V_S models retrieved from surface-wave dispersion inversion (in red, Figure 3.9a for HW and 3.9c for LW), they correspond to the envelope of accepted models for each hydrological regime (*i.e.* fitting the error bars in Figure 3.8).

As a final quality control of inversion results, forward modelling was performed using the 1D V_S average models obtained from both surface-wave dispersion inversion and SH-wave refraction interpretation. While models obtained from both methods are remarkably similar, the theoretical dispersion curves computed from surface-wave dispersion inversion results (in red, Figure 3.9b for HW and 3.9d for LW) provide the best fit with the coherent maxima observed on measured dispersion images. The theoretical modes are consistent with the picked dispersion curves, and are well-separated from each other while they looked like a unique and strong mode at first glance. Interestingly, theoretical dispersion curves calculated from refraction models (in green, Figure 3.9a for HW and 3.9c for LW) are clearly following this effective dispersion which remains representative of the stratigraphy since models from both methods are in good agreement. There is however no evidence of water table level detection, though several authors noticed a significant V_S velocity decrease in the saturated zone (O'Neill et Matsuoka, 2005; Heitor *et al.*, 2012).

3.4 Discussion and conclusions

When studying aquifer systems, hydrogeologists mainly rely on piezometric and log data to estimate the spatial variations of water table level and lithology. However, these data provide only local information and require the implantation of boreholes which remain expensive and destructive. Geophysical methods are increasingly proposed to interpolate this piezometric and lithological information between boreholes and build high resolution hydrological models. If electrical and electromagnetic methods have shown their efficiency for the fine characterisation of the lithology, they remained nonetheless unable to detect the water table level in clayey geological formations such as loess. In order to assess the ability of seismic methods to retrieve water table level variations, we carried out seismic measurements in a site characterised by a tabular aquifer system, well-delineated thanks to ERT, log and piezometer data. Measurements were completed under two distinct hydrological conditions (HW and LW). A simultaneous P- and surface-wave survey was achieved with a single acquisition setup, followed by a SH-wave acquisition along the same line. A simple refraction interpretation of P- and SH-wave first arrivals provided quasi-1D V_P and V_S models in conformity with the stratigraphy depicted by ERT and logs during both campaigns. V_S models obtained through surface-wave dispersion inversion are matching those obtained with SH-wave refraction interpretation, except for a thin low velocity layer in surface, which has only been identified in surface-wave dispersion inversion results. The recomputation of theoretical dispersion curves provided results that are very consistent with the measured dispersion images and proved to be a reliable tool for validating the 1D V_S models obtained from SH-wave refraction interpretation and surface-wave dispersion inversion.

While V_S remains constant in partially and fully saturated loess, V_P exhibits a strong increase at a depth consistent with the observed water table level, especially for HW. This correlation is yet not so obvious for LW. Furthermore, V_P values observed in the saturated loess remain lower (around 800 m/s) than the expected values in fully saturated sediments (usually around 1500-1600 m/s). It is however quite hard to find in the literature a range of typical V_P values that should be expected in various partially and fully saturated sediments. Most of the existing studies present V_P values in saturated sands, where the relationship between V_P and water saturation remains quite simple and is thoroughly described by many authors (*e.g.* Bachrach *et al.*, 2000; Foti *et al.*, 2002; Prasad, 2002; Zimmer *et al.*, 2007a,b). With more complex mixtures

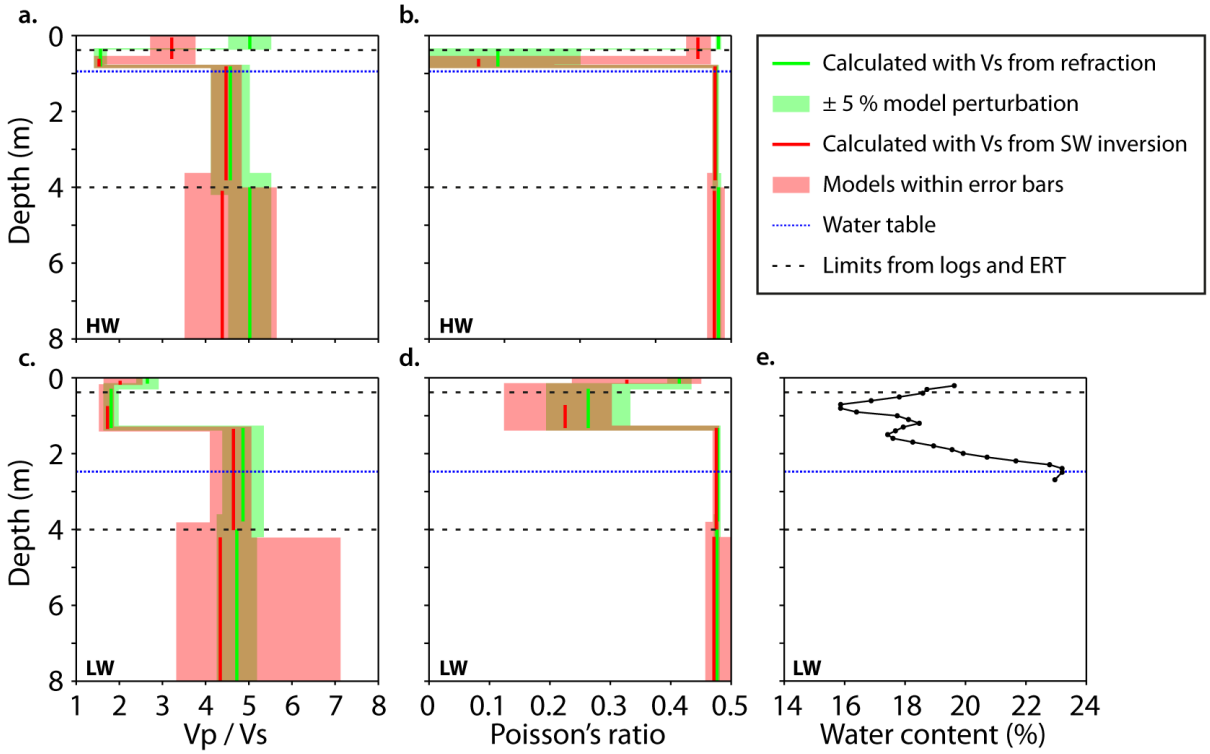


Figure 3.10 : *V_P/V_S (a. for HW, c. for LW) and Poisson's ratios (b. for HW, d. for LW) computed with V_S models retrieved from SH-wave refraction interpretation (in green) and surface-wave dispersion inversion (in red). In any case, V_P/V_S and Poisson's ratios are computed with V_P retrieved from P-wave refraction interpretation. (e) Water content measurements performed on auger sounding samples collected during the LW campaign (soil samples could not be collected during the HW campaign due to unfavorable weather conditions).*

(*e.g.* containing a significant proportion of clays), the behavior of V_P with the saturation becomes more complicated (Fratta *et al.*, 2005). V_P values around 800 m/s have already been observed in saturated loess by Danneels *et al.* (2008) when studying unstable slopes in Kyrgyzstan. In such low permeability materials, full saturation can be hard to reach (due to an irreducible fraction of air in the pores), thus limiting the maximum V_P velocity (Lu et Sabatier, 2009; Lorenzo *et al.*, 2013). The study of V_P alone thus remains insufficient to lead back to hydrological information. In order to cope with this limitation, V_P/V_S (Figure 3.10a for HW, 3.10c for LW) and Poisson's ratios (Figure 3.10b for HW, 3.10d for LW) were computed with V_S models retrieved from SH-wave refraction interpretation (in green) and surface-wave dispersion inversion (in red). In any case, V_P/V_S and Poisson's ratios were computed with V_P retrieved from P-wave refraction interpretation.

For HW, V_P/V_S ratio (Figure 3.10a) is around 4 in the soil layer, and Poisson's ratio (Figure 3.10b) ranges between 0.45 and 0.48. These values are typical of saturated soils (Uyanık, 2011), and may be explained by the presence of a melting snow cover on the site during the acquisition. Directly down the soil, the loess layer is characterised down to 0.75-0.85-m deep by V_P/V_S ratio values of 1.5 and Poisson's ratio values of 0.1. These values are unusually low, even for non-saturated sediments, and might be explained by the presence of a frozen layer (Wang *et al.*, 2006). At this depth, consistent with the water table level (0.9 m), V_P/V_S and Poisson's ratios values increase to 4.5 and 0.47-0.48, respectively. This kind of contrast in a single lithological unit is typical of a transition between partially saturated (low V_P/V_S and Poisson's ratios) and fully saturated sediments (high V_P/V_S and Poisson's ratios). V_P/V_S and Poisson's

ratios remain constant in the deepest part of loess and in the Brie limestone layer, reinforcing the assumption of a continuously saturated aquifer. A similar contrast is visible for LW on V_P/V_S (Figure 3.10c) and Poisson's (Figure 3.10d) ratios. The depth of this contrast (between 1.25 and 1.40 m) is not in very good agreement with the water table level (2.47 m), but yet do not correspond to any stratigraphic limit. The low V_P/V_S and Poisson's ratios values (around 1.7 and 0.24, respectively) in the upper part of the loess support the assumption of a partially saturated area, while the high values of these ratios (around 4.5 and 0.48, respectively) computed in the deepest part of the loess and in the Brie limestone layer are consitent with a fully saturated porous medium.

These results are supported by water content measurements performed on auger sounding samples collected during the LW campaign (soil samples could not be collected during the HW campaign due to unfavorable weather conditions). As can be observed on Figure 3.10e, the water content decreases between the soil and the upper part of the loess, and reaches a minimum around 0.8-0.9 m. Between 1.2 and 1.5 m, a small peak of moisture is observed, probably corresponding to a rainfall event that occurred 24 hours before the sounding (pluviometry data are available at `http://bdoracle.irstea.fr/`). This peak is followed by a progressive increase of water content that reaches a maximum at a depth corresponding to the water table level. Auger refusal was encountered at 2.70 m, thus limiting the number of measurements in the saturated zone. The differences observed for LW between the water table level and the depth of the contrast of V_P/V_S and Poisson's ratios can be explained by several mechanisms. In near-surface sediments, capillary forces create a saturated zone above the water table (Lu et Likos, 2004; Lorenzo *et al.*, 2013) that can reach up to 60 cm in such silty sediments (Lu et Likos, 2004). Refraction probably occurs above the water table on this capillarity fringe. The rainfall event observed on Figure 3.10 might have a similar effect, since the depth of the peak of moisture corresponds to the depth at which the V_P/V_S contrast occurs. The decrease of water content between the rainfall peak and the water table probably creates a low velocity zone that alters the first arrivals interpretation (irrespective of the acquisition configuration). The relevance of this tabular interpretation might be called into question if the studied medium is characterised by continuously varying properties with velocities increasing progressively from the partially saturated area to the fully saturated area (Cho et Santamarina, 2001). Despite an advanced and thorough analysis of surface-wave dispersion, no decrease of V_S is detected in the fully saturated zone. This is probably due to very weak variations of water content between the partially and fully saturated areas (Figure 3.10e), which do not produce a significant decrease of V_S in such material (Dhemaied *et al.*, 2014a). Such issues have to be adressed thanks to laboratory experiments by combining analogue modelling and ultrasonic techniques on water saturated porous media (Barrière *et al.*, 2012; Lorenzo *et al.*, 2013; Bergamo *et al.*, 2014). Despite these theoretical issues, our approach provided encouraging results that call for more experimental validation. Furthermore, the use of single acquisition setup to retrieve both V_P and V_S from refraction interpretation and surface-wave analysis appears promising in terms of acquisition time and costs. Associated with existing piezometric data, seismic measurements could be carried out at a wider scale throughout the entire basin to build high resolution maps of the piezometric level. Its application in more complex (*e.g.* 2D) cases should also provide valuable information for the study of stream-aquifer interactions.

Acknowledgments

This research is equally supported by the ONEMA NAPROM project and the workpackage "Stream-Aquifer Interfaces" of the PIREN Seine research program. It is a contribution to the GIS ORACLE (Observatoire de Recherche sur les bassins versants ruraux Aménagés, pour les Crues, Les Étiages et la qualité de l'eau) that maintains the experimental facilities of the Orgeval basin. We thank P. Ansart (IRSTEA) for technical assistance and logistic support during field work.

Chapitre 4
Apport de la modélisation physique

Sommaire

4.1 Introduction 97
4.2 Dispositif expérimental et acquisition des données 99
4.2.a Modèles physiques étudiés 99
4.2.b Équipement et dispositif d'acquisition 100
4.3 Caractérisation des modèles 100
4.3.a Propagation des ondes dans les milieux granulaires non-consolidés 100
4.3.b Caractérisation des modèles « secs » 102
4.3.c Caractérisation des modèles pour différents niveaux d'eau 110
4.4 Discussion et conclusions 118

4.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, l'étude du rapport V_P/V_S par utilisation conjointe de la sismique réfraction et de l'analyse de la dispersion des ondes de surface a été mise en œuvre pour la détection de différents niveaux de nappe dans un aquifère marno-argileux. Pour les deux conditions hydrologiques étudiées (basses et hautes eaux), ce rapport a montré un fort contraste à une profondeur comparable au niveau piézométrique observé, avec des valeurs caractéristiques d'une transition entre une zone saturée et une zone partiellement saturée. Un décalage entre la profondeur de ce contraste et le niveau piézométrique a cependant été observé en période de basses eaux. Afin de comprendre les phénomènes physiques à l'origine de ce décalage, et plus généralement d'étudier la propagation des ondes élastiques dans des milieux saturés et partiellement saturés, les techniques acoustiques d'interférométrie laser ont été proposées pour réaliser une série d'expériences en laboratoire sur des modèles physiques contrôlés.

Modélisation physique de la propagation d'ondes

La modélisation physique est utilisées depuis de nombreuses années pour étudier la propagation des ondes dans la Terre à différentes échelles. L'utilisation de modèles physiques contrôlés a en effet permis la création, à petite échelle, d'« analogues » réalistes des milieux étudiés aux dimensions décimétriques à métriques. Cette approche s'est révélée efficace pour valider expérimentalement diverses méthodes de traitement et d'inversion, notamment en génie civil (Hévin *et al.*, 1998 ; Abraham *et al.*, 2004 ; Lagarde *et al.*, 2006 ; Chekroun *et al.*, 2009 ; Murillo *et al.*, 2009). Plus récemment, elles ont été mise en œuvre pour étudier l'influence de la saturation dans des milieux non-consolidés (Barrière *et al.*, 2012 ; Lorenzo *et al.*, 2013). Cependant, les capteurs utilisés (transducteur piézoélectrique, accéléromètre, etc.) dans la plupart de ces études nécessitent d'être en contact avec le milieu, et les sources (chute d'un corps, transducteur piézoélectrique, etc.) sont généralement peu énergétiques, ou dans le cas contraire, présentent un fort caractère destructif.

Apport de l'interférométrie laser

Pour pallier ces inconvénients, les techniques de mesures acoustiques par interférométrie laser sont de plus en plus souvent proposées (Scruby, 1989). Le caractère « sans contact » de ces

techniques permet d'enregistrer les déplacements particulaires à la surface de différents types de matériaux sans nécessiter le moindre couplage. Associées à des capacités d'échantillonnage élevées (en temps et en espace), elles permettent de reproduire des dispositifs sismiques classiques à l'échelle du laboratoire (van Wijk, 2003). L'utilisation de ces techniques s'est révélée particulièrement efficace dans le cadre de l'étude de la propagation des ondes en géosciences, notamment pour des applications en génie civil (Ruiz et Nagy, 2004 ; Lu *et al.*, 2011 ; Abraham *et al.*, 2012), en géophysique appliquée (Bodet *et al.*, 2005, 2009 ; Bretaudeau *et al.*, 2011 ; Bergamo *et al.*, 2014), en exploration sismique (Campman *et al.*, 2004, 2005 ; de Cacqueray *et al.*, 2011, 2013), ou encore en sismologie (Nishizawa *et al.*, 1997 ; van Wijk et Levshin, 2004).

Étude des milieux granulaires non-consolidés

Dans la plupart des études citées plus haut, les expériences ont été réalisées en utilisant des matériaux homogènes et consolidés (p. ex. métaux, plastiques, etc.), facilement usinables selon des formes différentes et offrant une grande gamme de propriétés mécaniques (Bretaudeau *et al.*, 2011). Dans le cadre de la caractérisation des réservoirs hydrologiques, les matériaux granulaires non-consolidés (p. ex. sable, billes de verre, etc.) semblent être plus appropriés pour reproduire la complexité du milieu étudié (Duranteau, 2010). Dans le domaine de la modélisation physique en géologie notamment, plusieurs auteurs ont ainsi réussi à reproduire des dispositifs d'acquisition sismique sur des modèles remplis de sable saturé en eau (Sherlock, 1999 ; Sherlock et Evans, 2001 ; Buddensiek, 2009 ; Krawczyk *et al.*, 2013). Ces études ont permis d'illustrer le potentiel et la flexibilité des matériaux granulaires pour la construction des modèles physiques.

Bodet *et al.* (2010, 2014) ont récemment étudié les capacités des techniques acoustiques à caractériser de manière systématique des matériaux granulaires. Une méthodologie a été validée sur un milieu granulaire non-consolidé et sec, parfaitement caractérisé en termes de paramètres élastiques. Une source mécanique a été spécialement mise au point pour générer un champ d'onde, enregistré à la surface du milieu granulaire sous la forme de lignes sismiques grâce à un vibromètre laser. Les temps des premières arrivées des ondes P et la dispersion des ondes de surface ont ensuite été inversés pour des profils 1D de V_P et de V_S en bon accord avec les propriétés du milieu préalablement estimées. Ce dispositif expérimental a également été utilisé avec succès par Bergamo *et al.* (2014) pour valider une technique récente d'extraction des variations latérales de la dispersion des ondes de surface (Bergamo *et al.*, 2012).

Influence de la saturation

Dans leurs travaux, Bodet *et al.* (2010, 2014) ont considéré les propriétés élastiques des milieux granulaires non-consolidés soumis à la gravité dans le cadre de la théorie des contacts hertziens entre les grains. À proximité de la surface libre d'un tel milieu, la relation entre les vitesses des ondes P et S ($V_{P,S}$) et la contrainte (σ) peut être formulée par une loi de puissance (Gassmann, 1951a), telle que :

$$V_{P,S} = \gamma_{P,S}(\sigma)^{\alpha_{P,S}} \ , \tag{4.1}$$

où $\gamma_{P,S}$ est un coefficient dépendant principalement des propriétés élastiques des grains, de la porosité et du nombre de coordination de l'empilement [1], et $\alpha_{P,S}$ est l'exposant de la loi de puissance. Dans un milieu homogène sec, on considère la masse volumique (ρ) constante en profondeur, et la contrainte σ correspond alors à la pression isostatique $p = \rho g z$, avec g l'accélération de la pesanteur et z la profondeur.

1. Dans un empilement de grains, le nombre de coordination correspond au nombre de grains directement en contact avec un grain central.

Lorsque la teneur en eau augmente dans le milieu poreux, la contrainte ne dépend plus uniquement de la gravité, mais également de la pression de pore et des phénomènes de capillarité (Bear, 1972 ; Cho et Santamarina, 2001 ; Lu et Likos, 2004). De nombreuses études se sont intéressées à cette contrainte dite « effective » (ou *effective stress*) et proposent une grande variété de formulations permettant de la calculer dans un milieu granulaire non-saturé (p. ex. Terzaghi, 1936 ; Bishop, 1959 ; Fredlund *et al.*, 1978 ; Fredlund et Rahardjo, 1993 ; Toker *et al.*, 2014). De plus, si des études ont montré que V_P diminuait légèrement jusqu'à 99 % de saturation puis augmentait drastiquement au delà (Bachrach et Nur, 1998), d'autres laissent penser que de très faibles variations de saturation (p. ex. liées à des variations d'humidité de l'air) peuvent augmenter la cohésion du milieu granulaire (et donc V_P) par la formation de « ponts liquides » entre les billes (Soulié, 2005 ; Vandewalle *et al.*, 2012). De même, si l'augmentation de la masse volumique du milieu équivalent en présence d'eau peut entraîner une faible diminution de V_S, les forces capillaires observées à faibles valeurs de saturation sont susceptibles d'avoir l'effet inverse.

Validation expérimentale de la méthodologie en milieux saturés et partiellement saturés

Afin de tester la sensibilité des outils de prospection sismique aux différentes conditions de saturation du milieu, la méthodologie développée par Bodet *et al.* (2010, 2014) a été mise en place sur des modèles physiques composés de billes de verre de plusieurs granulométries et présentant différents niveaux d'eau et de frange de capillarité. En plus d'un contrôle visuel de ces niveaux au sein du milieu granulaire, la *Time Domain Reflectometry* (TDR) a été proposée afin de suivre l'évolution du front d'humidité lors de l'acquisition et d'obtenir un profil de teneur en eau en fonction de la profondeur (Robinson *et al.*, 2003 ; Fratta *et al.*, 2005 ; Vitale, 2014). La suite de ce chapitre présente en détail la méthodologie d'acquisition et les modèles physiques utilisés. Une caractérisation à sec des différents modèles est ensuite effectuée. Pour finir, les données obtenues avec plusieurs niveaux d'eau sont présentées et comparées qualitativement et quantitativement pour chaque modèle physique étudié.

4.2 Dispositif expérimental et acquisition des données

4.2.a Modèles physiques étudiés

Pour cette étude, un aquarium en verre de dimensions 800 × 400 × 300 mm a été construit (Figure 4.1a). Deux réservoirs de 50 mm de large ont également été mis en place de chaque côté de l'aquarium dans le sens de la longueur. Ces deux réservoirs sont connectés avec la partie centrale par deux grilles de 15 mm de hauteur installées au fond de l'aquarium et recouvertes d'un tamis métallique permettant d'imbiber le milieu granulaire par le bas en augmentant progressivement le niveau d'eau dans les réservoirs. Afin de pouvoir manipuler le modèle une fois rempli de billes de verre et d'eau, les dimensions de l'aquarium ont été diminuées par rapport à celles du bac utilisé par Bodet *et al.* (2014). La longueur et la largeur de la partie centrale de l'aquarium ont été déterminées afin d'enregistrer un profil sismique sur une distance totale de 500 mm tout en gardant un écart minimum de 150 mm avec les parois. Avec une masse volumique d'environ 1600 kg/m^3 et une porosité de 0.36 (Bodet *et al.*, 2014), un remplissage de l'aquarium jusqu'à 25 cm de hauteur représente une masse totale proche de 140 kg (sans compter la masse de l'aquarium vide).

Deux types de matériaux granulaires ont été utilisés pour la fabrication des modèles physiques : (i) des billes de verre de 1000 µm de diamètre (GB1) et (ii) des billes de verre de diamètre compris entre 200 et 300 µm (GB2). La déposition des billes a été réalisée de façon à assurer une compaction homogène du milieu. Dans l'idéal, des systèmes de pluviation comme ceux développés pour la modélisation géologique (Maillot, 2013) ou géotechnique (Murillo *et al.*, 2009) devraient

être utilisés pour assurer une répartition homogène des billes de verre. Cependant, la faible cohésivité des billes de verre et leur granulométrie bien classée autorisent une déposition homogène sans utiliser ce type d'équipement automatique (Bodet *et al.*, 2014). Les billes de verre ont donc été simplement versées dans un tamis (avec une ouverture de 1200 µm pour GB1 et de 600 µm pour GB2) en suivant un mouvement rotatif balayant tout l'aquarium (après avoir isolé au préalable les réservoirs latéraux). Les interfaces entre billes de granulométries différentes et avec la surface ont finalement été nivelées pour obtenir les épaisseurs de billes souhaitées.

Le premier modèle (PM1, Figure 4.1a) est entièrement composé de billes GB1 réparties de façon homogène sur une épaisseur de 255 mm. Le deuxième modèle (PM2, Figure 4.1b) est composé de 110 mm de billes GB1 déposées au fond de l'aquarium, recouvertes par 145 mm de billes GB2, de façon à obtenir une épaisseur totale de 255 mm également. Le troisième et dernier modèle (PM3, Figure 4.1c) est composé d'une fine couche de billes GB1 en profondeur (30 mm d'épaisseur) recouvertes par 225 mm de billes GB2, offrant une nouvelle fois une épaisseur totale de 255 mm.

En se basant sur les travaux de Bodet *et al.* (2014), la masse volumique des billes GB1 et GB2 a pu être approximée à 1600 kg/m^3. De même, Bodet *et al.* (2011) ont mesuré les valeurs de perméabilité hydraulique de billes de verre de granulométrie similaires à GB1 (de l'ordre de $5000 \cdot 10^{-12}$ m^2 pour des billes de diamètre compris entre 1000 et 2000 µm) et GB2 (de l'ordre de $95 \cdot 10^{-12}$ m^2 pour des billes de diamètre compris entre 180 et 300 µm). Les billes GB1 ont ainsi été utilisées au fond des trois modèles de façon à recouvrir systématiquement l'épaisseur de tamis permettant l'infiltration de l'eau dans le milieu granulaire, assurant de ce fait une imbibition homogène du modèle par le bas. Pour chaque modèle, le niveau d'eau a finalement été augmenté par paliers successifs en remplissant les réservoirs latéraux.

4.2.b Équipement et dispositif d'acquisition

Le dispositif expérimental présenté sur la Figure 4.1a implique l'utilisation d'un vibromètre laser permettant d'enregistrer les vitesses de déplacement particulaire verticales à la surface du milieu granulaire excité par une source mécanique positionnée en (x_s, y_s). Dans cette étude, le milieu a été excité mécaniquement par une tige métallique de 3 mm de diamètre, attachée à un pot vibrant basse fréquence dirigé par un générateur de forme d'onde (Figure 4.2a). La tige a été enfoncée de 15 mm dans le milieu granulaire avec un angle de 20° par rapport à la perpendiculaire à la surface du milieu. Une impulsion de Ricker a été utilisée comme signal source avec un spectre de fréquence centré sur 1.5 kHz (lignes bleues sur la Figure 4.2b). En maintenant la source à une même position, la surface du milieu a été scannée par le vibromètre laser avec un pas constant ($\Delta x = 5$ mm ou $\Delta x = 10$ mm en fonction du modèle). Jusqu'à 100 traces ont ainsi été enregistrées avec un oscilloscope le long d'un profil orienté dans la direction O_x (parallèle à la longueur de l'aquarium et au centre de sa largeur). Pour chaque trace, 50 *stacks* ont été effectués avec un taux d'échantillonnage de 100 kHz sur 5002 points. Pour une position de source ($x_s = 150$ mm ou $x_s = 655$ mm en fonction du modèle, $y_s = 150$ mm), le champ d'onde a ainsi été enregistré sous la forme d'un sismogramme représentant la composante verticale de la vitesse de déplacement particulaire à la surface du milieu granulaire. Pour chaque acquisition, des données TDR ont également été enregistrées grâce à une sonde implantée entre le profil d'acquisition et la paroi d'un des réservoirs (Figure 4.1a).

4.3 Caractérisation des modèles

4.3.a Propagation des ondes dans les milieux granulaires non-consolidés

Lorsqu'une onde acoustique se propage dans un milieu granulaire non-consolidé, la présence conjuguée d'un gradient vertical de vitesse et d'une surface libre engendre la propagation de

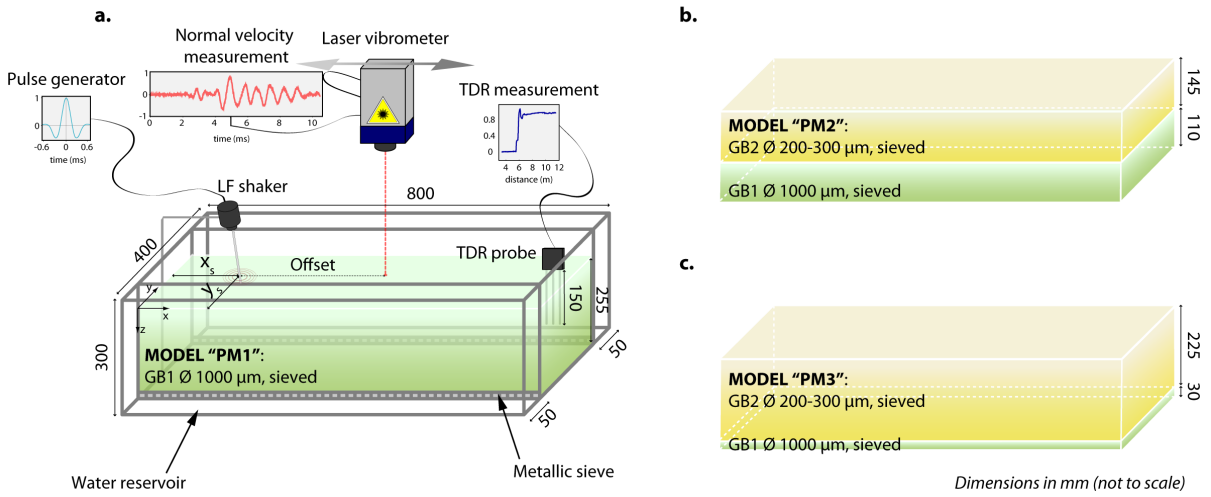


Figure 4.1 : *Les modèles physiques ont été préparés avec des billes de verre de diamètre* 1000 µm *(GB1) et* 200 − 300 µm *(GB2), tamisées dans la partie centrale d'un aquarium de dimensions* 800 × 400 × 300 *mm. Les trois modèles obtenus ont tous pour dimensions* 800 × 300 × 255 *mm. (a) Modèle PM1, composé entièrement de billes GB1. (b) Modèle PM2, composé de 110 mm de billes GB1 recouvertes de 145 mm de billes GB2. (c) Modèle PM3, composé de 30 mm de billes GB1 recouvertes de 225 mm de billes GB2. (a) Un vibromètre laser a été utilisé pour enregistrer les vitesses de déplacement particulaire verticales à la surface du milieu granulaire excité par une source mécanique positionnée soit en* ($x_s = 150$ *mm*, $y_s = 150$ *mm*)*, soit en* ($x_s = 655$ *mm*, $y_s = 150$ *mm*)*. La surface du milieu a ainsi été scannée à pas constant par le laser le long d'un profil de 500 mm, la source demeurant fixe. Des données de Time Domain Reflectometry ont également été enregistrées pour chaque modèle grâce à une sonde implantée sur le bord du modèle.*

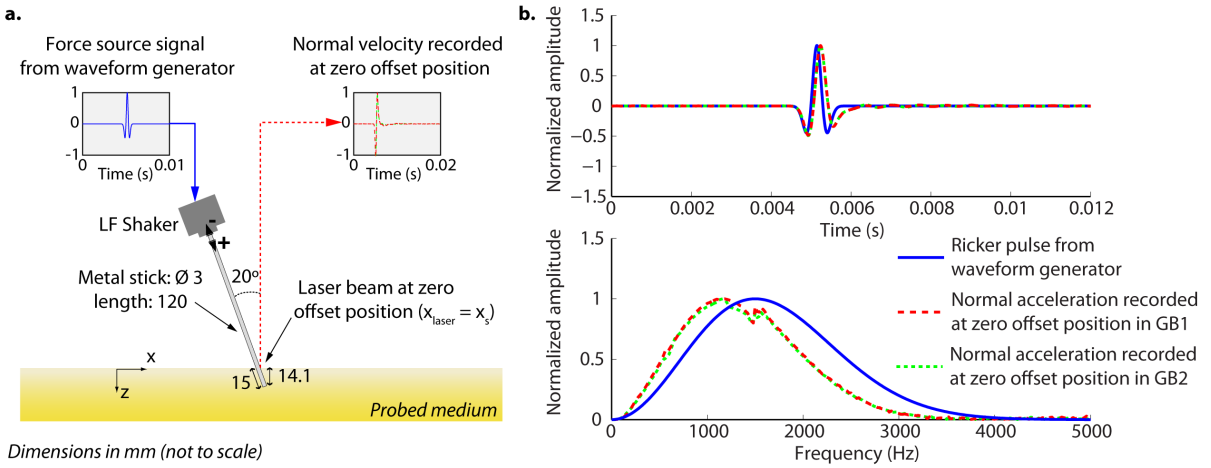


Figure 4.2 : *(a) Le signal source (ligne bleue dans l'encart de gauche) a été envoyé par un générateur de forme d'onde relié à un pot vibrant basse fréquence excitant une tige métallique enfoncée de 15 mm dans le milieu granulaire avec un angle de 20° par rapport à la perpendiculaire à la surface du milieu. La vitesse verticale de la tige (ligne pointillée dans l'encart de droite, en rouge dans les billes GB1, en vert dans les billes GB2) a été enregistrée en pointant le faisceau laser à l'offset nul* ($x_{laser} = x_s$)*. (b) Une impulsion de Ricker a été utilisée comme signal source avec un spectre de fréquence centré sur 1.5 kHz (ligne bleue). En dehors d'un léger décalage vers les basses fréquences dû à la « résonance » de la tige, le signal enregistré à offset nul, dérivé ici en accélération (lignes pointillées, en rouge dans les billes GB1, en vert dans les billes GB2), est en très bon accord avec le signal source d'origine (ligne bleue).*

modes acoustiques guidés le long de la surface. Ces modes acoustiques (appelés également *Guided Surface Acoustic Modes* ou GSAM) sont constitués : (i) d'ondes de cisaillement polarisées dans le plan horizontal (SH), et (ii) d'ondes polarisées dans le plan vertical (P-SV). On considère généralement que ces ondes P-SV sont issues des interférences constructives entre les ondes longitudinales (P) et les ondes de cisaillement polarisées dans le plan vertical (SV), décrites dans des milieux granulaires secs par Gusev *et al.* (2006), Aleshin *et al.* (2007) et Jacob *et al.* (2008). Bodet *et al.* (2010, 2014) et Bergamo *et al.* (2014) ont démontré qu'il était possible de décomposer les GSAM en une composante haute fréquence pouvant être interprétée comme des rais courbes correspondant aux ondes de compression, et une autre composante plus basse fréquence correspondant aux ondes de surface. Ils ont ainsi pu traiter les données obtenues dans le cadre de la propagation des ondes élastiques dans un milieu stratifié en utilisant les outils de traitement de la prospection sismique et obtenir des modèles V_P et V_S du milieu granulaire ausculté en bon accord avec les estimations faites par Jacob *et al.* (2008) dans le cadre de la théorie GSAM.

4.3.b Caractérisation des modèles « secs »

Sismogrammes enregistrés

Pour les modèles physiques secs PM1-D, PM2-D et PM3-D, l'acquisition a été réalisée avec deux positions de source ($x_s = 150$ mm, $y_s = 150$ mm) et ($x_s = 655$ mm, $y_s = 150$ mm), en utilisant un pas d'échantillonnage spatial $\Delta x = 5$ mm de façon à obtenir des profils de 500 mm. Les sismogrammes enregistrés en ($x_s = 655$ mm, $y_s = 150$ mm) sur PM1-D (Figure 4.3a), PM2-D (Figure 4.3b) et PM3-D (Figure 4.3c) présentent des évènements distincts et cohérents dans une gamme de fréquence allant de 0.25 à 2.5-3 kHz (Figure 4.4). Les premiers évènements (P) arrivent à haute fréquence avec des vitesses apparentes de l'ordre de 160 m/s pour PM1-D, 75 m/s pour PM2-D et 85 m/s pour PM3-D. Ces évènements sont suivis par un train d'onde basse fréquence dispersif (P-SV) plus lent avec des vitesses apparentes de l'ordre de 55 m/s pour PM1-D, 35 m/s pour PM2-D et 40 m/s pour PM3-D. Les sismogrammes présentent également des hyperboles haute fréquence très marquées (rP) correspondant aux réflexions sur le fond de l'aquarium. Des évènements énergétiques très basse fréquence et à faible vitesse apparente (C) sont visibles à différents temps, masquant une partie du signal contenu dans le train d'ondes P-SV (notamment pour PM1-D). Ces évènements sont probablement issus de la conversion des ondes guidées à l'interface entre le milieu granulaire et les parois en verre de l'aquarium. À *offset* proche, le champ d'onde est composé de fortes amplitudes liées à la résonnance de la source (Sr), et à des temps plus longs, de réflexions multiples sur les bords de l'aquarium.

Dans le cadre de la théorie GSAM, les évènements P-SV correspondent aux modes « lents » contrôlés principalement par les propriétés de cisaillement du milieu, avec cependant une légère contribution compressive. Leurs amplitudes sont assez faibles comparées aux évènements P qui correspondent aux modes « rapides », considérés comme purement compressifs. À haute fréquence, les premières arrivées des ondes P peuvent être interprétées comme des rais courbes d'incidence quasi-normale à la surface, générant ainsi des mouvements verticaux dominant le champ d'onde enregistré. En interprétant les évènements P et P-SV observés avec la sismique réfraction et l'analyse de la dispersion des ondes de surface, il est ainsi possible d'estimer les vitesses des ondes P et S dans le milieu granulaire.

Les images de dispersion ont ensuite été extraites des enregistrements pour chaque position de source, et sommées pour chacun des modèles afin d'augmenter le rapport signal sur bruit. Les images finales (Figures 4.5a, 4.5b et 4.5c) présentent des maxima qui correspondent aux modes P et P-SV identifiés sur la Figure 4.3, mais qui restent difficilement différenciables les uns des autres. Afin d'améliorer la qualité des images de dispersion et de minimiser l'influence des ondes converties (C sur la Figure 4.3) et des réflexions sur les parois présentes sur tous les

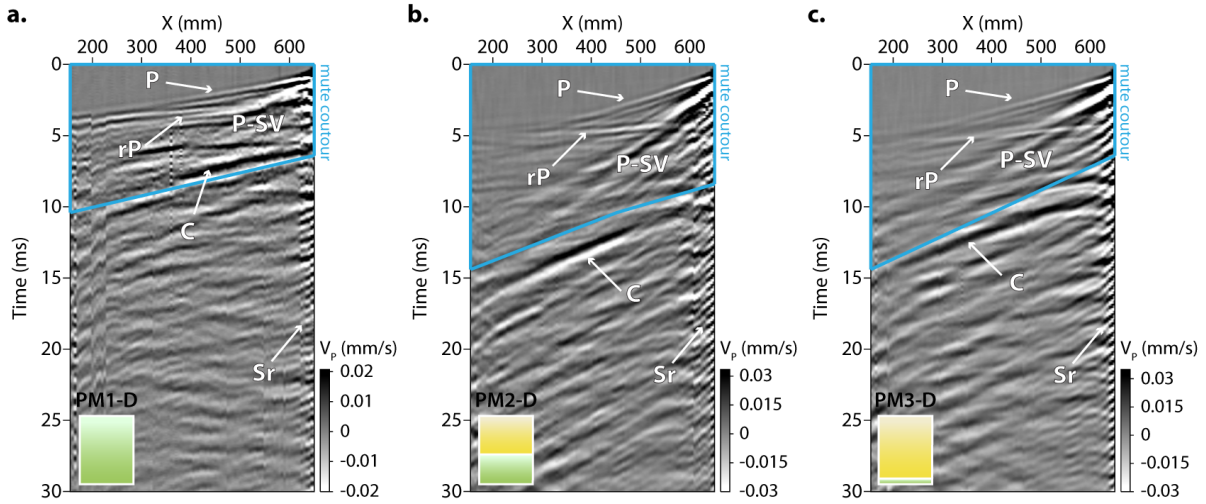


Figure 4.3 : *Sismogrammes représentant la composante verticale de la vitesse de déplacement particulaire à la surface du milieu granulaire pour chaque modèle physique sec : (a) PM1-D ; (b) PM2-D ; et (c) PM3-D. Le champ d'onde enregistré présente des évènements cohérents identifiés comme étant les ondes P et P-SV. De fortes réflexions sur le fond de l'aquarium sont visibles (rP), ainsi que des évènements énergétiques très basse fréquence (C) probablement issus de la conversion des ondes guidées à l'interface entre le milieu granulaire et les parois en verre de l'aquarium. De fortes amplitudes liées à la résonnance de la source sont également présentes à offset proche (Sr). Les contours bleus présents sur chaque sismogramme représentent les limites au-delà desquelles un mute a été appliqué pour l'extraction des images de dispersion.*

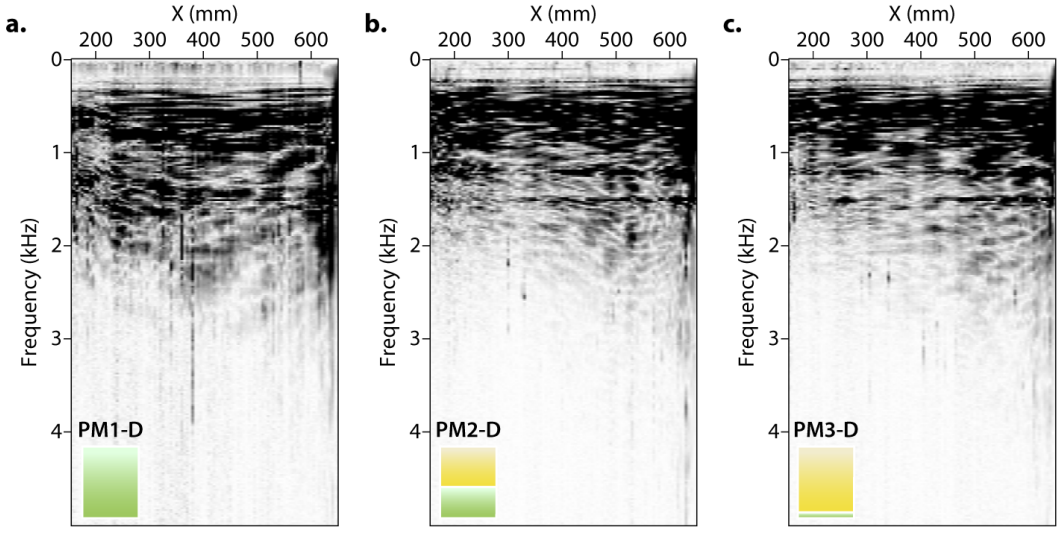


Figure 4.4 : *Amplitudes spectrales des traces enregistrées pour chaque modèle physique sec : (a) PM1-D ; (b) PM2-D ; et (c) PM3-D. Le contenu fréquentiel des trois tirs est compris entre 0.25 et 2.5-3 kHz, avec un léger décalage vers les hautes fréquences pour PM1-D.*

enregistrements, un *mute*[2] a été appliqué aux sismogrammes originaux (contours bleus sur la Figure 4.3). Les images de dispersion obtenues après cette opération (Figures 4.5d, 4.5e et 4.5f) présentent des modes de propagation bien différenciables (deux modes P-SV à basse fréquence et faible vitesse entre 0.25 et 1.25 kHz notés 0 et 1, et un mode P à plus hautes fréquences et vitesses entre 1.25 et 3 kHz). Les vitesses de phase de ces différents modes sont similaires pour les modèles PM2-D et PM3-D, et plus élevées pour le modèle PM1-D.

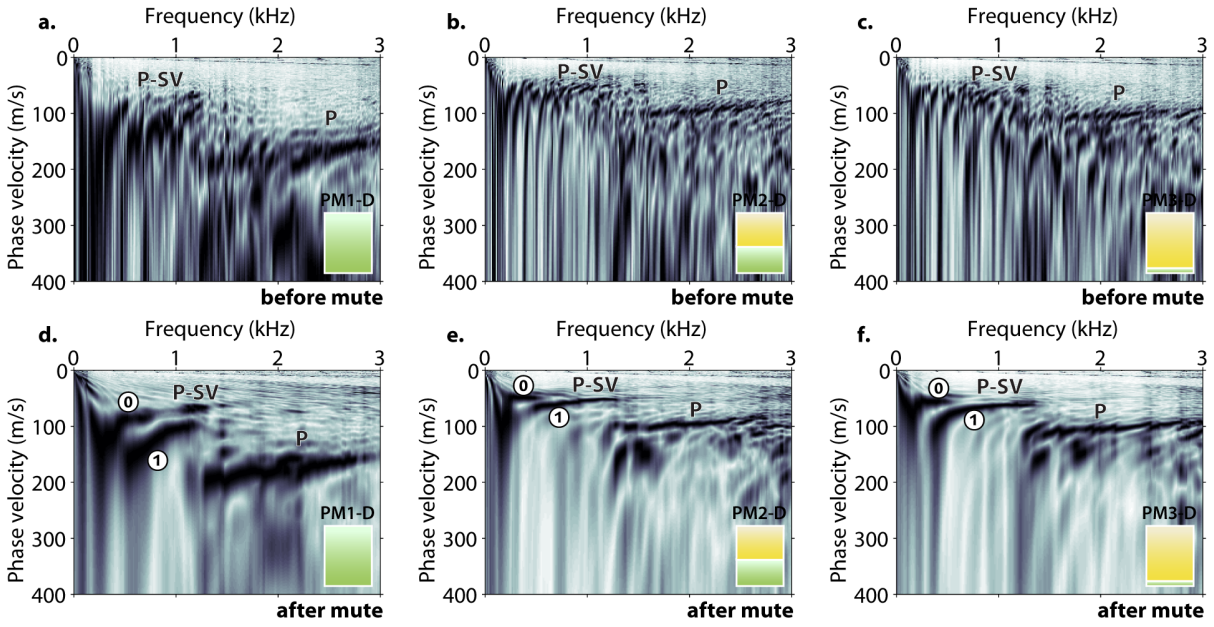


Figure 4.5 : *Images de dispersion finales obtenues par sommation des images de dispersion extraites pour chaque position de source ($x_s = 150$ mm et $x_s = 655$ mm) avant opération de mute : (a) PM1-D ; (b) PM2-D ; et (c) PM3-D. Images de dispersion obtenues après opération de mute : (d) PM1-D ; (e) PM2-D ; et (f) PM3-D. Les modes de propagation P et P-SV (0 et 1 correspondant respectivement au mode fondamental et au premier mode supérieur) identifiés sur la Figure 4.3 sont confirmés (maxima en noir).*

Données extraites

Pour chaque modèle, les temps d'arrivée ont été pointés sur les enregistrements obtenus avec les deux positions de source (Figure 4.6a). La moyenne des temps d'arrivée à chaque *offset* est également représentée pour les trois modèles dans une barre d'erreur de ±5 %. Les temps d'arrivée observés pour les deux positions de source sont systématiquement inclus dans les 5 % d'erreur, validant ainsi le caractère 1D des modèles. Les résultats montrent de plus une augmentation non-linéaire des temps d'arrivée avec l'*offset*, caractéristique d'un gradient gravitaire de vitesse en profondeur. Les tendances observées sur les trois modèles sont clairement différenciables, avec des temps beaucoup plus courts pour le modèle PM1-D, et des temps similaires pour PM2-D et PM3-D mais légèrement plus courts pour ce dernier.

Les maxima des modes P-SV observés sur les images de dispersion de la Figure 4.5 ont été extraits sous la forme de courbes de dispersion (Figure 4.6b) avec leurs incertitudes associées

2. L'opération de *mute* consiste à mettre à zéro une partie des échantillons d'une ou plusieurs traces considérés comme du bruit. Dans les exemples présentés ici, les échantillons situés à l'extérieur du contour de *mute* sont mis à zéro de manière progressive (apodisation) de façon à minimiser l'apparition d'oscillations de Gibbs lors de la transformation du champ d'onde.

(voir §1.2.c). Comme observé pour les temps d'arrivée, le modèle PM1-D fournit des courbes de dispersion avec des vitesses de phase beaucoup plus élevées. Les modèles PM2-D et PM3-D sont caractérisés par des courbes de dispersion aux vitesses de phase très proches pour les deux modes de propagation, avec des valeurs légèrement plus faibles pour PM2-D.

Les vitesses apparentes plus élevées observées pour PM1-D sont probablement liées à l'utilisation de billes de granulométrie plus élevée, entraînant des différences d'arrangement et de compaction du milieu granulaire. En ce qui concerne les différences observées entre PM2-D et PM3-D, l'influence des billes GB1 en profondeur est difficilement envisageable car elle n'aurait d'influence que sur les basses fréquences des courbes de dispersion et les temps longs des hodochrones. Des variations d'humidité lors de la préparation des modèles pourraient être à l'origine d'une augmentation de la cohésion entre les billes, augmentant ainsi légèrement les vitesses de propagation dans le milieu (Bocquet *et al.*, 1998 ; Vandewalle *et al.*, 2012 ; Culligan et Christenson, 2014). Les résultats obtenus grâce à la sonde TDR (Figure 4.6c) sont caractéristiques d'un milieu granulaire sec (Noborio, 2001 ; Robinson *et al.*, 2003 ; Rejiba *et al.*, 2011), et ne montrent pas de variations significatives d'un modèle à l'autre.

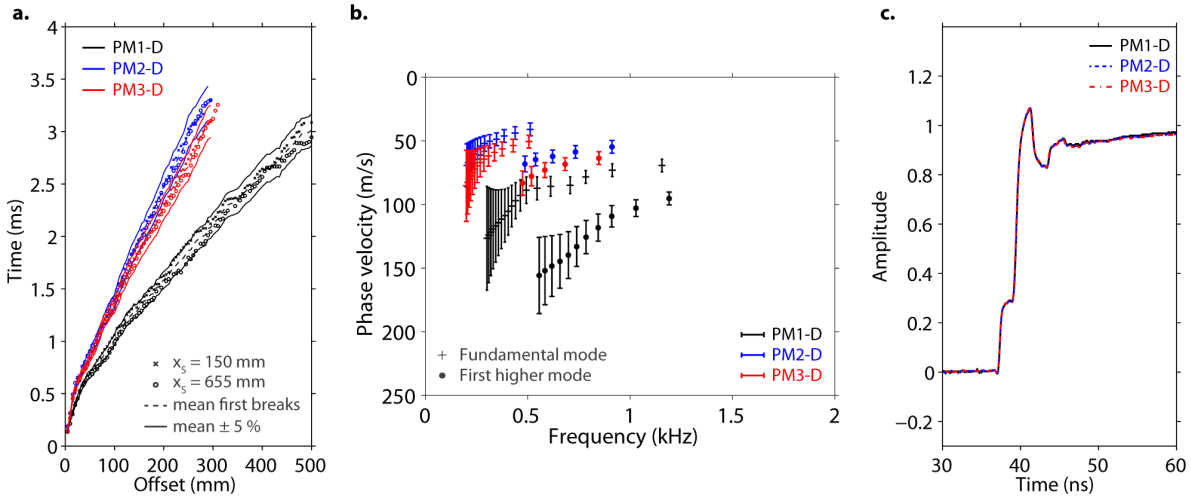


Figure 4.6 : *(a) Temps d'arrivée des ondes P pointés aux deux positions de source pour PM1-D (noir), PM2-D (bleu) et PM3-D (rouge). La moyenne des temps à chaque offset est également représentée dans une barre d'erreur de ±5 %. (b) Courbes de dispersion des modes de propagation P-SV identifiés sur les images de dispersion (Figure 4.5). (c) Données TDR enregistrées pour chaque modèle.*

Estimation du profil de V_P à partir des temps d'arrivée

Aux longueurs d'onde observées sur les premières arrivées P, la théorie des rais permet de simuler de manière satisfaisante les courbes de temps d'arrivée en fonction de l'*offset* en utilisant les équations 1.14 et 1.15. Pour cela, on fait l'hypothèse d'un milieu composé de fines couches aux vitesses continûment croissantes, comme suggéré notamment par Bachrach *et al.* (1998, 2000) dans les sables et plus récemment par Bodet *et al.* (2010, 2014) dans les billes de verre. Pour chaque modèle physique, le profil de vitesse V_P peut ainsi être défini par les coefficients γ_P et α_P, en faisant l'hypothèse d'une masse volumique constante avec la profondeur (et égale à 1600 kg/m^3). Ces coefficients ont été estimés par une recherche systématique visant à minimiser la fonction « coût » ϵ_P suivante :

$$\epsilon_P(\gamma_P, \alpha_P) = \sqrt{\sum_{i=1}^{N_t} \frac{\left[t_{cal_i}(\gamma_P, \alpha_P) - t_{obs_i}\right]^2}{N_t {\sigma_{t_i}}^2}} \,, \tag{4.2}$$

où t_{cal_i} et t_{obs_i} sont respectivement les temps d'arrivée calculés et observés à l'*offset* x_i, N_t est le nombre de traces pointées, et σ_{t_i} est l'erreur sur le pointé des temps d'arrivée à chaque *offset*. La recherche systématique a été réalisée pour des coefficients γ_P tels que $10 < \gamma_P < 40$ avec un pas de 0.25, et des coefficients α_P tels que $0.1 < \alpha_P < 0.4$ avec un pas de 0.0025, couvrant un total de 14641 modèles (γ_P, α_P). Les temps d'arrivée moyen de chaque modèle ont ainsi été inversés séparément, produisant les cartes de fonction « coût » présentées sur la Figure 4.7. Les cartes obtenues pour PM2-D (Figure 4.7b) et PM3-D (Figure 4.7c) sont très similaires, et présentent respectivement un minimum global pour ($\gamma_P = 21.75$, $\alpha_P = 0.25$) et ($\gamma_P = 19.25$, $\alpha_P = 0.285$). La carte obtenue pour PM1-D (Figure 4.7a) présente des minima décalés vers les fortes valeurs de α_P, avec un minimum global pour ($\gamma_P = 21.25$, $\alpha_P = 0.33$). Ces valeurs présentent un léger décalage par rapport aux observations faites par Jacob *et al.* (2008) et Bodet *et al.* (2010, 2014), mais la valeur de α_P reste proche de 1/3 comme observé expérimentalement par Bonneau *et al.* (2008) et Jacob *et al.* (2008).

Pour chaque inversion, le meilleur modèle de vitesse V_P (trait pointillé rouge) et la courbe de temps d'arrivée calculés correspondante sont représentés dans un intervalle de confiance de ±5 % (trait plein rouge) (Figure 4.8). Les modèles de V_P correspondant à une variation de ±10 % sur la valeur du meilleur α_P (les coefficients γ_P associés étant extraits sur la ride de plus faibles valeurs de la fonction « coût » représentée en traits pointillés mixtes noirs sur la Figure 4.7) sont également représentés avec les temps d'arrivée calculés correspondants (trait pointillé bleu sur la Figure 4.8). Ces temps d'arrivée sont systématiquement compris dans la barre d'erreur de ±5 % autour du meilleur modèle, illustrant les fortes équivalences rencontrées entre les modèles existant le long de la ride de faibles valeurs de fonction « coût ». La profondeur d'investigation (*depth of investigation* ou DOI), estimée en extrayant la profondeur maximale de propagation des rais émergeant au niveau de la dernière trace pointée, est représentée pour chaque modèle (trait pointillé noir).

Estimation du profil de V_S à partir des données de dispersion

En considérant les modes P-SV pointés dans le cadre de la théorie des ondes de surface, les courbes de dispersion pointées ont été inversées pour retrouver les profils de vitesse V_S correspondant à chaque modèle physique en suivant la méthodologie détaillée dans les précédents chapitres (voir §1.2.c). L'algorithme de voisinage a une nouvelle fois été employé pour effectuer une recherche stochastique dans l'espace des paramètres (γ_S, α_S) en minimisant la fonction « coût » ϵ_S suivante :

$$\epsilon_S(\gamma_S, \alpha_S) = \sqrt{\sum_{i=1}^{N_f} \frac{\left[v_{cal_i}(\gamma_S, \alpha_S) - v_{obs_i}\right]^2}{N_f {\sigma_{v_i}}^2}} \,, \tag{4.3}$$

où v_{cal_i} et v_{obs_i} sont respectivement les vitesses de phase calculées et observées à la fréquence f_i, N_f est le nombre d'échantillons en fréquence, et σ_{v_i} est l'erreur sur le pointé des vitesses de phase à chaque fréquence. La paramétrisation utilisée comprenait une couche de 150 mm (correspondant à la moitié de la longueur d'onde maximale pointée sur les images de dispersion des trois modèles) surmontant un demi-espace. La couche en surface était composée de 10 sous-couches présentant des vitesses croissantes en profondeur suivant une loi de puissance. Les vitesses ont été autorisées à varier entre 5 et 250 m/s pour V_S, et entre 5 et 500 m/s pour V_P. La densité a été fixée à 1600 kg/m^3. Trois séries d'inversion ont été effectuées avec l'algorithme de voisinage en utilisant les paramètres suivants : $n_{it} = 100$; $n_{s0} = 150$; $n_s = 150$ et $n_r = 150$.

La Figure 4.9 présente tous les modèles V_S générés (Figure 4.9g, PM1-D ; Figure 4.9h, PM2-D ; et Figure 4.9i, PM3-D), les courbes de dispersion associées calculées pour le mode fondamental (Figure 4.9a, PM1-D ; Figure 4.9b, PM2-D ; et Figure 4.9c, PM3-D) et le premier mode supérieur (Figure 4.9d, PM1-D ; Figure 4.9e, PM2-D ; et Figure 4.9f, PM3-D), et les cartes de fonction

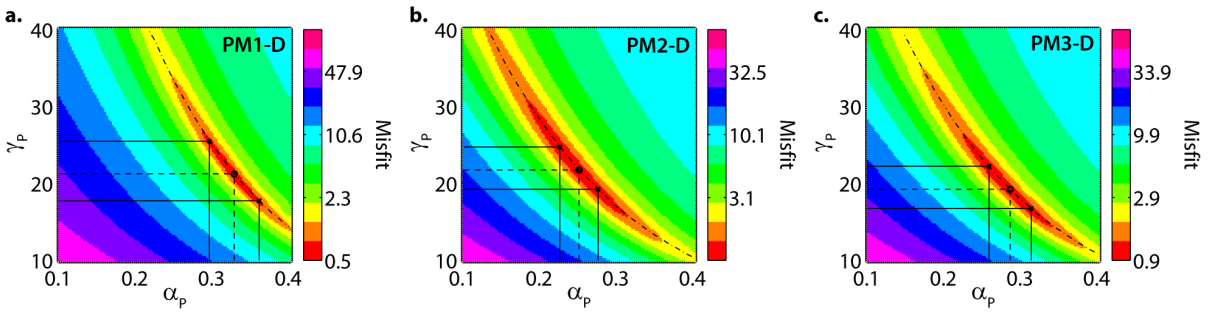


Figure 4.7 : *Cartes de fonction « coût » obtenues après inversion par recherche systématique pour (a) PM1-D, (b) PM2-D et (c) PM3-D. Les coefficients γ_P et α_P correspondant au minimum global de la fonction « coût » sont représentés par un cercle noir. Une variation de ±10 % sur cette valeur de α_P (croix noires) est appliquée, les coefficients γ_P correspondants étant extraits sur la ride de plus faibles valeurs de la fonction « coût » (trait pointillé mixte noir).*

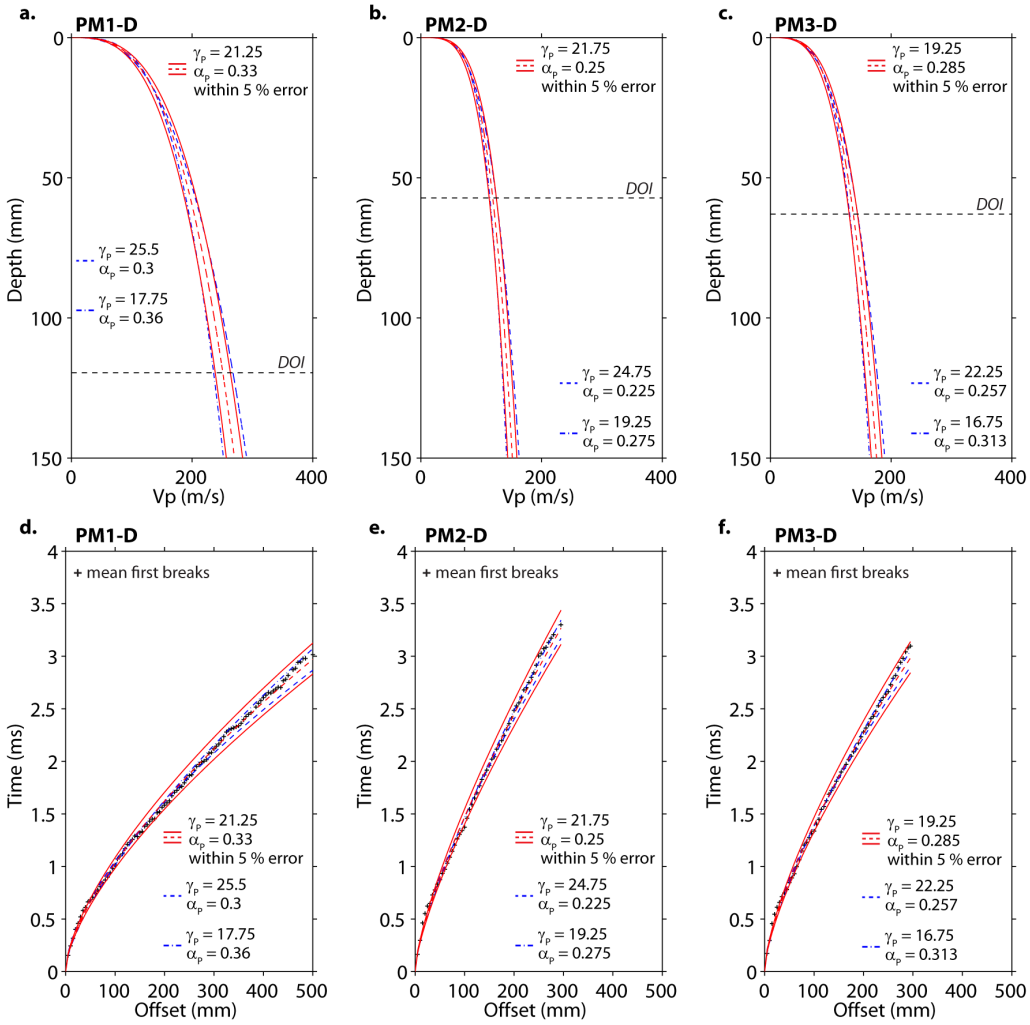


Figure 4.8 : *Modèles de V_P correspondant au minimum de la fonction « coût » (trait pointillé rouge), représentés avec un intervalle de confiance de ±5 % (trait plein rouge) pour (a) PM1-D, (b) PM2-D et (c) PM3-D. Les modèles de V_P correspondant à une variation de ±10 % sur la valeur du meilleur α_P (trait pointillé bleu) sont également représentés (le coefficient γ_P associé est extrait sur la ride de plus faibles valeurs de la fonction « coût »). La profondeur d'investigation (DOI) est représentée en trait pointillé noir. Les temps d'arrivée observés (croix noires) et calculés sont représentés pour PM1-D (d), PM2-D (e) et PM3-D (f).*

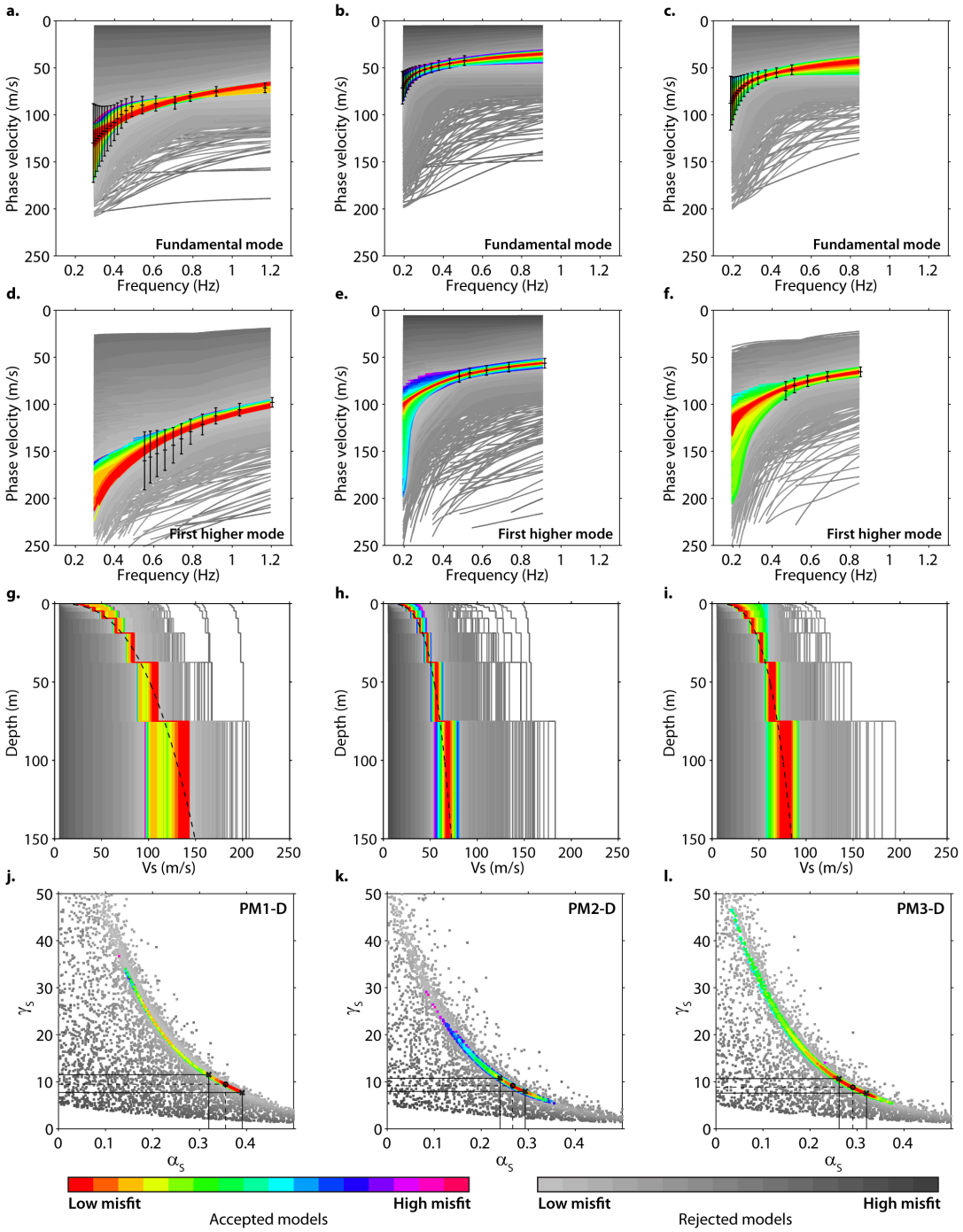


Figure 4.9 : *Courbes de dispersion calculées pour le mode fondamental : (a), PM1-D ; (b), PM2-D ; et (c), PM3-D. Courbes de dispersion calculées pour le premier mode supérieur : (d), PM1-D ; (e), PM2-D ; et (f), PM3-D. Modèles V_S générés : (g), PM1-D ; (h), PM2-D ; et (i), PM3-D. Cartes de fonction « coût » pour les coefficients γ_S et α_S : (j), PM1-D ; (k), PM2-D ; et (l), PM3-D. Les 45450 modèles générés sont représentés en fonction de la valeur de la fonction « coût », avec une échelle de couleur pour les modèles inclus dans les barres d'erreur et une échelle de gris pour le reste des modèles. Les modèles inclus dans les barres d'erreur ont été sélectionnés et utilisés pour construire un modèle moyen de V_S (trait pointillé noir sur (g), (h) et (i)). Les coefficients γ_S et α_S correspondant au minimum global de la fonction « coût » sont représentés par un cercle noir sur (j), (k) et (l). Une variation de ± 10 % sur cette valeur de α_S (croix noires) est appliquée, les coefficients γ_S correspondants étant extraits sur la ride de plus faibles valeurs de la fonction « coût ».*

« coût » pour les coefficients γ_S et α_S (Figure 4.9j, PM1-D ; Figure 4.9k, PM2-D ; et Figure 4.9l, PM3-D). Les 45450 modèles générés sont représentés en fonction de la valeur de la fonction « coût », avec une échelle de couleur pour les modèles inclus dans les barres d'erreur et une échelle de gris pour le reste des modèles. Pour finir, les modèles inclus dans les barres d'erreur ont été sélectionnés et utilisés pour construire un modèle moyen de V_S (trait pointillé noir sur les Figures 4.9g, 4.9h et 4.9i). Les cartes de fonction « coût » obtenues pour PM1-D, PM2-D et PM3-D sont très similaires. Elles présentent respectivement un minimum global pour ($\gamma_S = 9.47$, $\alpha_S = 0.355$), ($\gamma_S = 9.24$, $\alpha_S = 0.265$) et ($\gamma_S = 8.85$, $\alpha_S = 0.29$). Comme dans le cas de V_P, ces valeurs sont légèrement décalées par rapport aux observations faites par Jacob *et al.* (2008) et Bodet *et al.* (2010, 2014).

Les modèles moyens de V_S et les courbes de dispersion calculées correspondantes (trait pointillé rouge) sont représentés pour chaque modèle physique (Figure 4.10a, PM1-D ; Figure 4.10b, PM2-D ; et Figure 4.10c, PM3-D) à l'intérieur d'un intervalle de confiance de ±5 % (trait plein rouge).

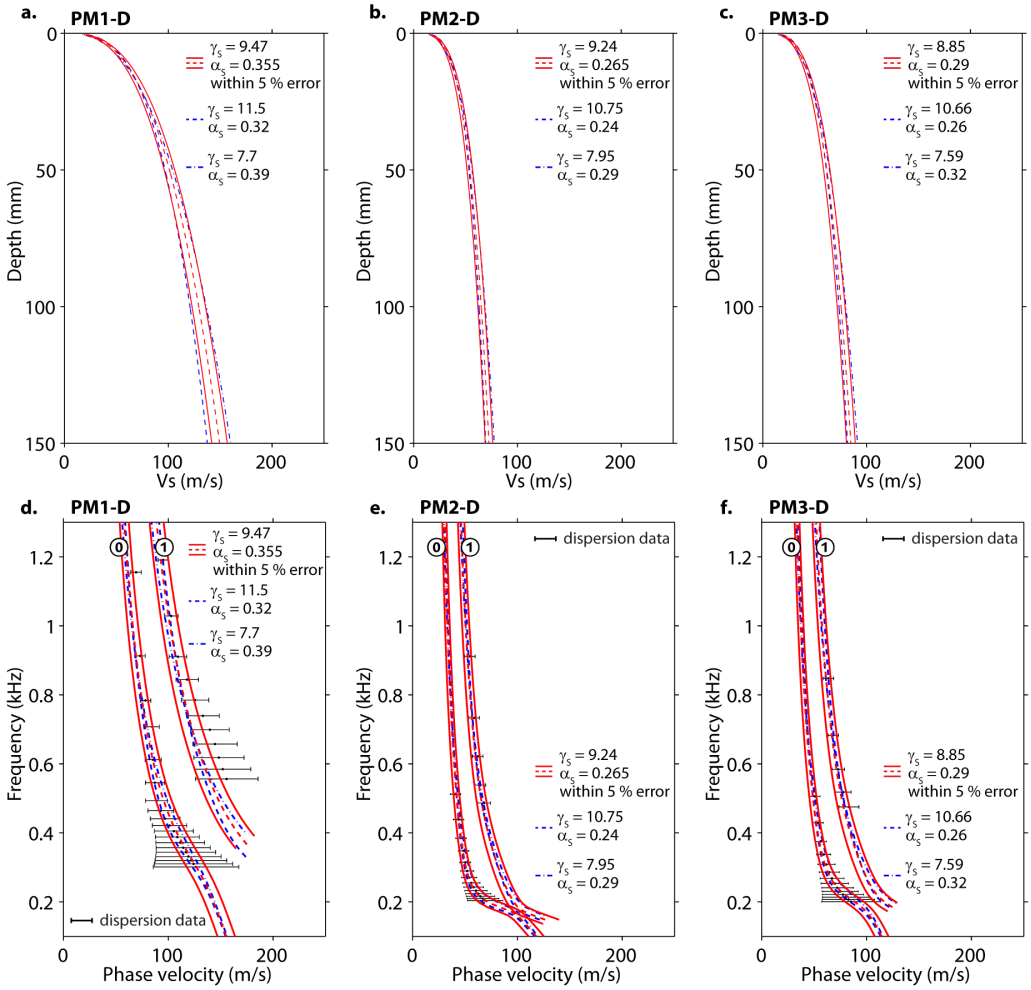


Figure 4.10 : *Modèles de V_S correspondant au minimum de la fonction « coût » (trait pointillé rouge), représentés avec un intervalle de confiance de ±5 % (trait plein rouge) pour (a) PM1-D, (b) PM2-D et (c) PM3-D. Les modèles de V_S correspondant à une variation de ±10 % sur la valeur du meilleur α_S (trait pointillé bleu) sont également représentés (le coefficient γ_S associé est extrait sur la ride de plus faibles valeurs de la fonction « coût »). Les courbes de dispersion observées (barres d'erreur noires) et calculées pour le mode fondamental (0) et le premier mode supérieur (1) sont représentées pour PM1-D (d), PM2-D (e) et PM3-D (f).*

Les modèles de V_S correspondant à une variation de ±10 % du meilleur α_S (les coefficients γ_S associés étant extraits sur la ride de plus faibles valeurs de la fonction « coût ») sont également représentés avec les courbes de dispersion calculées correspondantes (trait pointillé bleu sur la Figure 4.10). Ces courbes de dispersion sont systématiquement comprises dans l'intervalle de confiance de ±5 % autour du meilleur modèle, et dans les barres d'erreur estimées sur les données, illustrant une nouvelle fois les fortes équivalences rencontrées entre les modèles existant le long de la ride de faibles valeurs de fonction « coût ».

4.3.c Caractérisation des modèles pour différents niveaux d'eau

Les modèles secs ont ensuite été imbibés d'eau distillée en remplissant les réservoirs latéraux de l'aquarium. Les sismogrammes obtenus et les données observées sont présentés ci-dessous. On parlera de « niveau d'eau » (z_{wat}) pour la profondeur du niveau d'eau dans les réservoirs par rapport à la surface du modèle, et de « niveau de capillarité » (z_{cap}) pour la profondeur du sommet de la frange de capillarité visible à travers les parois des réservoirs (Figure 4.11). La « hauteur de capillarité » (h_{cap}) fait quant à elle référence à l'épaisseur de la frange de capillarité présente au dessus du niveau d'eau observé dans les réservoirs.

Modèle PM1

Sismogrammes enregistrés

Les sismogrammes enregistrés sur le modèle physique PM1 pour différents niveaux d'eau sont représentés sur les Figures 4.12a (PM1-W1, $z_{wat} = 145$ mm et $z_{cap} = 100$ mm), 4.12b (PM1-W2, $z_{wat} = 85$ mm et $z_{cap} = 50$ mm) et 4.12c (PM1-W3, $z_{wat} = 0$ mm et $z_{cap} = 0$ mm). Dans les trois cas, l'acquisition a été réalisée avec une position de source $x_s = 655$ mm et un pas d'échantillonnage spatial $\Delta x = 5$ mm de façon à obtenir des profils de 500 mm. Après remplissage, les niveaux d'eau et de capillarité se sont stabilisés assez rapidement (environ deux heures), avec une hauteur de capillarité entre 30 et 50 mm pour les deux modèles partiellement saturés (PM1-W1 et PM1-W2).

Les trois sismogrammes présentent une nette augmentation de l'atténuation par rapport au sismogramme obtenu sur le modèle sec (Figure 4.3a). Les gammes de fréquence sont comprises entre 0.5 et 2.5 kHz pour PM1-W1 (Figure 4.13a), entre 0.5 et 2.25 kHz pour PM1-W2 (Figure 4.13b) et entre 0.5 et 1.5 kHz pour PM1-W3 (Figure 4.13c). Les premiers évènements P sont visibles sur les trois sismogrammes (Figure 4.12), mais deviennent difficiles à pointer à *offset* lointain pour PM1-W2 et PM1-W3. Ces évènements sont suivis du train d'onde basse fréquence P-SV, très peu visible sur PM1-W2 et PM1-W3. L'hyperbole de réflexion (rP) sur le fond de l'aquarium et les évènements énergétiques très basse fréquence (C) observés sur le modèle sec ne sont clairement visibles que sur PM1-W1. À *offset* proche, le champ d'onde reste perturbé par la résonnance de la source (Sr).

Pour chaque sismogramme obtenu, les images de dispersion ont été extraites après application d'un *mute* (contours bleus sur la Figure 4.12). Les maxima observés sur les images de dispersion (Figure 4.14) permettent d'identifier les modes de propagation observés sur la Figure 4.12. Deux modes P-SV (notés 0 et 1) sont visibles à basse fréquence et faible vitesse pour PM1-W1 (Figure 4.14a), ainsi qu'un mode P à plus hautes fréquences et vitesses, légèrement plus rapide que le mode P observé sur le modèle sec (Figure 4.5d). Sur le modèle PM1-W2 (Figure 4.14b), des modes supérieurs P-SV supplémentaires (notés de 2 à 3) se distinguent alors que le mode P n'est plus visible. L'image de dispersion obtenue pour PM1-W3 (Figure 4.14c) est nettement différente de celle obtenue pour les modèles partiellement saturés. Un grand nombre de modes P-SV (notés de 0 à 3 pour les modes clairement identifiables) sont visibles à basses fréquences avec des vitesses très faibles, alors qu'aucun mode P n'est présent sur l'image.

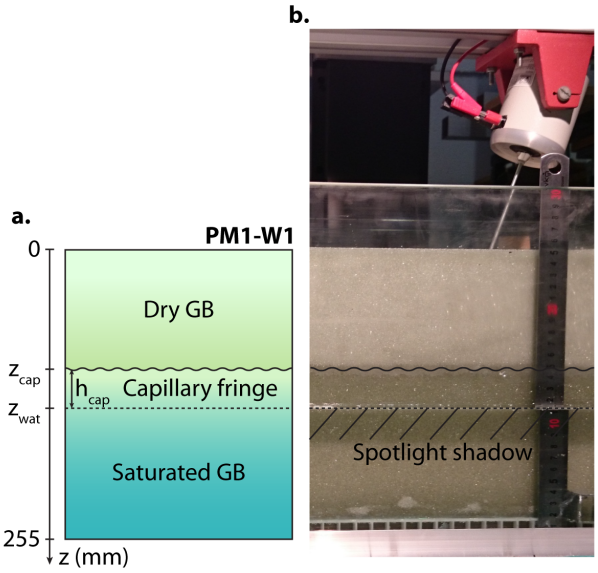


Figure 4.11 : *(a) Schéma du modèle PM1-W1 présentant un niveau d'eau $z_{wat} = 145$ mm, un niveau de capillarité $z_{cap} = 100$ mm et une hauteur capillarité $h_{cap} = 45$ mm. (b) Photographie du modèle PM1-W1 montrant la zone saturée, la frange de capillarité et la zone sèche. Une zone d'ombre de couleur similaire à celle de la frange de capillarité est visible sur l'image. Cette zone d'ombre, créée par l'éclairage de la lame d'eau avec un projecteur situé en hauteur, est représentée par une zone hachurée.*

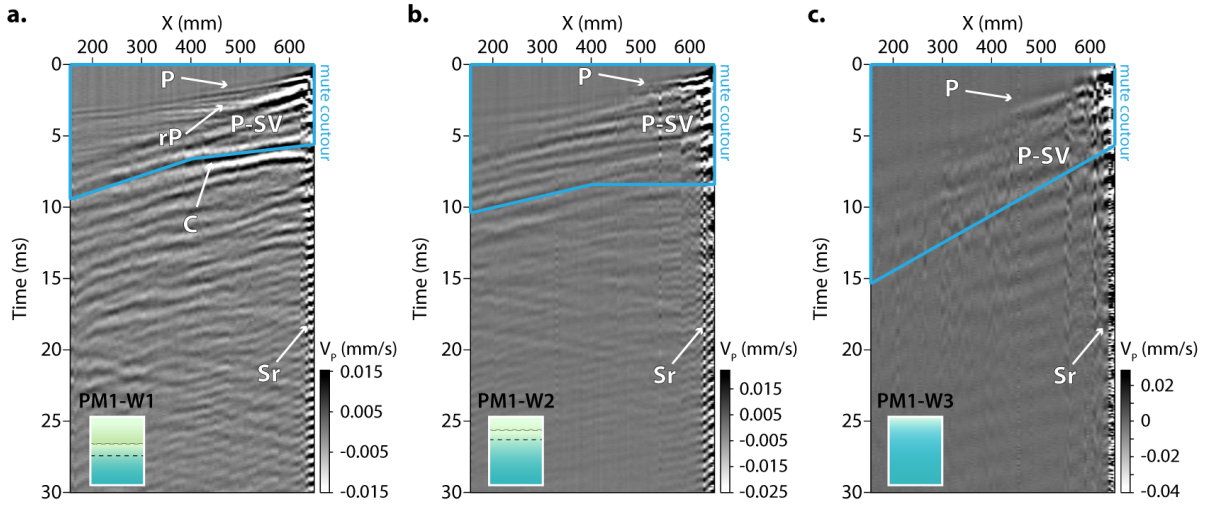


Figure 4.12 : *Sismogrammes obtenus pour différents niveaux d'eau dans le modèle physique PM1 : (a) PM1-W1, $z_{wat} = 145$ mm et $z_{cap} = 100$ mm ; (b) PM1-W2, $z_{wat} = 85$ mm et $z_{cap} = 50$ mm ; et (c) PM1-W3, $z_{wat} = 0$ mm et $z_{cap} = 0$ mm. Le champ d'onde enregistré présente une forte atténuation avec la remontée du niveau d'eau. Des évènements cohérents correspondant aux ondes P et P-SV sont présents sur les trois sismogrammes. De fortes réflexions sur le fond de l'aquarium (rP) sont visibles sur PM1-W1, ainsi que des évènements énergétiques très basse fréquence (C) similaires à ceux observés sur la Figure 4.3. De fortes amplitudes liées à la résonnance de la source apparaissent également à offset proche (Sr). Les contours bleus présents sur chaque sismogramme représentent les limites du mute appliqué pour l'extraction des images de dispersion.*

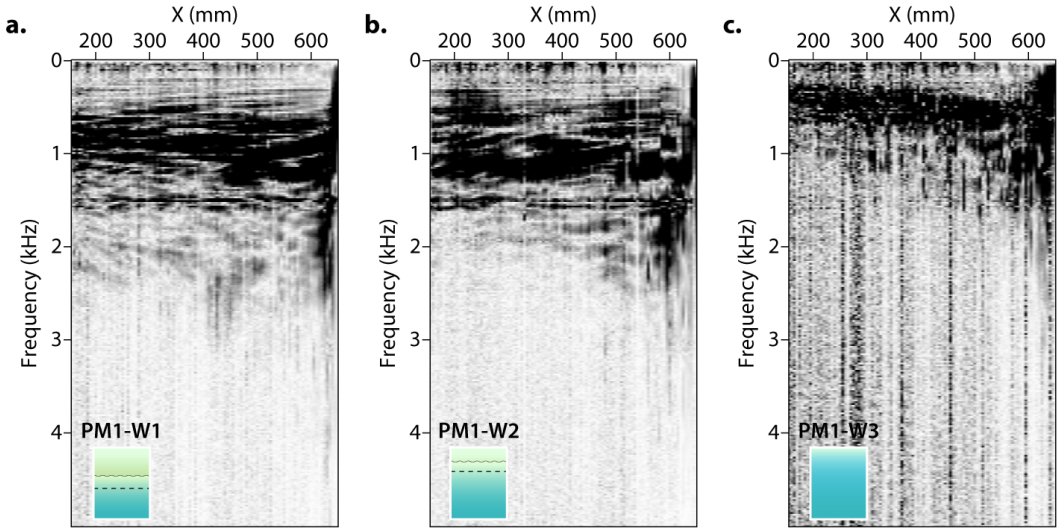


Figure 4.13 : *Amplitudes spectrales des traces enregistrées pour différents niveaux d'eau dans le modèle physique PM1 : (a) PM1-W1 ; (b) PM1-W2 ; et (c) PM1-W3. Le contenu fréquentiel diminue nettement avec la remontée du niveau d'eau, particulièrement pour le modèle à saturation complète PM1-W3 (c).*

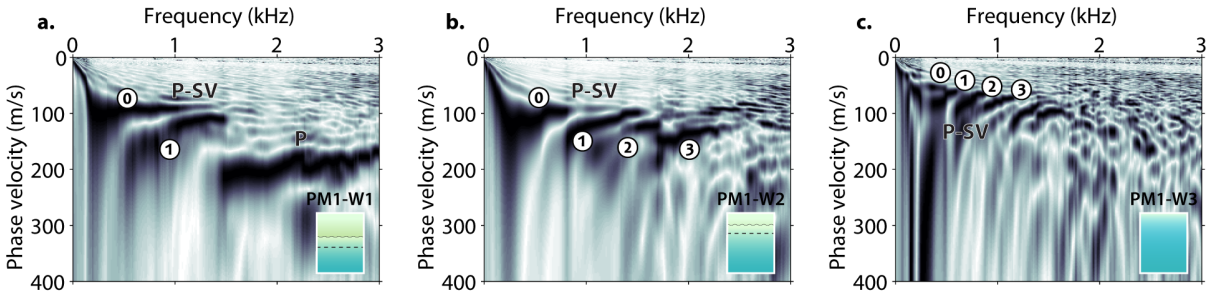


Figure 4.14 : *Images de dispersion extraites des sismogrammes enregistrés sur PM1 pour différents niveaux d'eau après opération de mute : (a) PM1-W1 ; (b) PM1-W2 ; et (c) PM1-W3. Les modes de propagation P et P-SV (0 à 3 correspondant respectivement au mode fondamental et aux trois premiers modes supérieurs) sont identifiés lorsqu'ils sont existants (maxima en noir).*

Données extraites

Les temps d'arrivée ont été pointés sur les enregistrements obtenus pour chaque niveau d'eau et sont représentés avec les pointés du modèle sec dans une barre d'erreur de ±5 % (Figure 4.15a). Les résultats montrent une diminution des temps d'arrivée par rapport au modèle sec pour les modèles partiellement saturés PM1-W1 et PM1-W2, alors que les temps d'arrivée pointés pour le modèle complètement saturé PM1-W3 sont nettement plus longs. L'augmentation non-linéaire des temps d'arrivée avec l'*offset* liée au gradient de vitesse en profondeur est toujours visible pour PM1-W1, alors que PM1-W2 montre plutôt des temps d'arrivée répartis selon trois segments aux pentes distinctes.

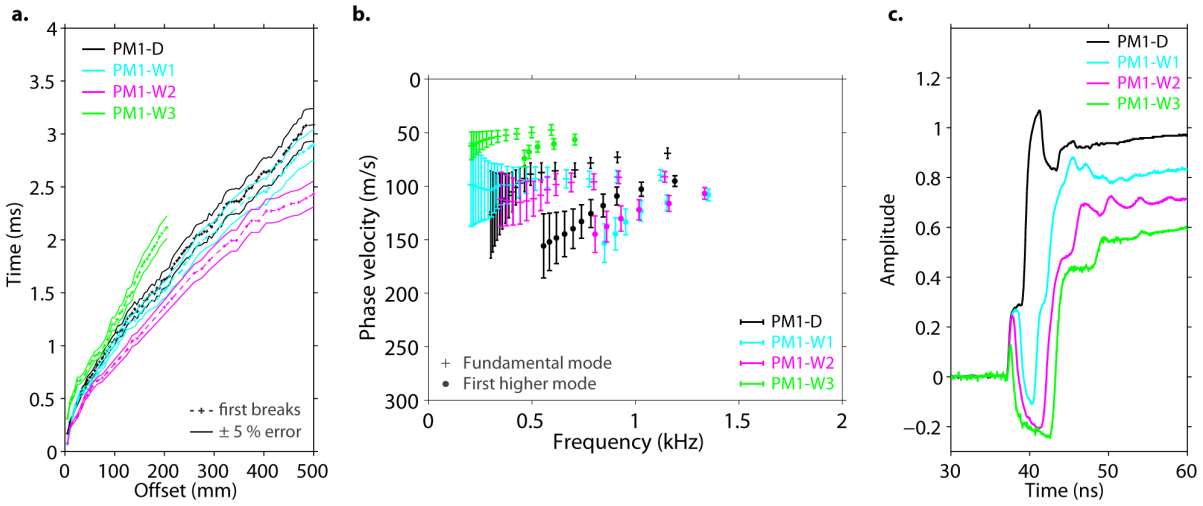


Figure 4.15 : *(a) Temps d'arrivée des ondes P pointés pour PM1-D (noir), PM1-W1 (cyan), PM1-W2 (magenta) et PM1-W3 (vert), avec une source positionnée en $x_s = 655$ mm. Les temps à chaque offset sont représentés dans une barre d'erreur de ±5 %. (b) Courbes de dispersion des modes de propagation P-SV identifiés sur les images de dispersion Figure 4.14 et Figure 4.5d. Seuls les modes 0 et 1 sont représentés. (c) Données TDR enregistrées pour les différents niveaux d'eau.*

Les maxima du mode fondamental et du premier mode supérieur P-SV extraits à partir des images de dispersion de la Figure 4.14 montrent une tendance globale à l'augmentation des vitesses de phase pour PM1-W1 et PM1-W2 (Figure 4.15b) par rapport à PM1-D. Pour des fréquences supérieures à 0.75 kHz, les modes 0 et 1 de ces deux modèles sont quasiment confondus, avec une vitesse de phase autour de 95 m/s. Pour des fréquences inférieures, le mode fondamental observé pour PM1-W2 montre une augmentation de vitesse de phase suivie d'une légère diminution à partir de 0.45 kHz. Une évolution similaire est visible pour le mode fondamental du modèle PM1-W1, avec une augmentation de vitesse de phase commençant à partir de 0.45 kHz suivie d'une diminution en dessous de 0.3 kHz. Les courbes de dispersion du modèle PM1-W3 sont quant à elles caractérisées par des vitesses de phase beaucoup plus faibles (<100 m/s pour les deux premiers modes).

Les résultats TDR sont parfaitement cohérents avec la remontée du niveau d'eau dans le modèle, montrant l'apparition d'un palier d'amplitude négative de plus en plus large, suivi aux temps longs d'un plateau à l'amplitude positive décroissant avec la remontée du niveau d'eau (Figure 4.15c). Alors que ce niveau ($z_{wat} = 145$ mm) et la profondeur maximale de la sonde TDR ($z_{TDR} = 150$ mm) sont quasiment confondus, la courbe TDR obtenue pour le modèle PM1-W1 présente une forme caractéristique à la présence d'eau (Fratta *et al.*, 2005). La teneur en eau de la frange de capillarité est donc suffisamment élevée pour être visible sur le signal TDR.

Modèle PM2

Sismogrammes enregistrés

Les sismogrammes enregistrés sur le modèle physique PM2 pour différents niveaux d'eau sont représentés respectivement Figures 4.16a (PM2-W1, $z_{wat} = 252$ mm et $z_{cap} = 75$ mm) et 4.16b (PM-W2, $z_{wat} = 84$ mm et $z_{cap} = 0$ mm). Dans les deux cas, l'acquisition a été réalisée avec une position de source $x_s = 655$ mm et un pas d'échantillonnage spatial $\Delta x = 5$ mm de façon à obtenir des profils de 500 mm. Après remplissage, les niveaux d'eau et de capillarité se sont stabilisés plus lentement, avec une hauteur de capillarité largement supérieure à celle observée pour PM1 dès l'infiltration de l'eau dans les billes GB2 (autour de 175 mm).

Les sismogrammes obtenus sont nettement atténués par rapport à celui du modèle sec (Figure 4.3b). Cette atténuation est particulièrement visible sur le sismogramme obtenu pour PM2-W2, présentant des fréquences globalement comprises entre 0.25 et 0.75 kHz (Figure 4.17b). Les premiers évènements P sont visibles sur les deux sismogrammes (Figure 4.16), avec une très forte diminution de la fréquence et une nette augmentation de la vitesse apparente pour PM2-W2 (Figure 4.16b). Ces évènements sont suivis du train d'onde basse fréquence P-SV, bien visible sur les deux sismogrammes, et présentant des vitesses apparentes de 35 m/s pour PM2-W1 et de 50 m/s pour PM2-W2. L'hyperbole de réflexion sur le fond de l'aquarium n'est plus visible, alors que les évènements énergétiques très basse fréquence (C) observés sur le modèle sec restent présents. À *offset* proche, le champ d'onde est toujours perturbé par la résonnance de la source (Sr).

Les images de dispersion ont été extraites après application d'un *mute* (contours bleus sur la Figure 4.16) pour les deux sismogrammes obtenus. Les maxima observés sur les images de dispersion (Figure 4.18) permettent d'identifier les modes de propagation observés sur la Figure 4.16. Deux modes P-SV (notés 0 et 1) sont visibles à basse fréquence et faible vitesse pour les deux modèles. Plusieurs modes P superposés sont également présents à plus hautes fréquences et vitesses. Deux de ces modes sont particulièrement visibles sur PM2-W2 (Figure 4.18b), avec des vitesses beaucoup plus élevées que sur le modèle sec (Figure 4.5e). Il est important de noter que le mode identifié comme étant le mode fondamental (0) est très faiblement énergétique sur le modèle PM2-W1 (Figure 4.18a). Son identification est justifiée par la présence d'un mode similaire plus énergétique sur les images de dispersion obtenues sur les modèles PM2-W2 (Figure 4.18b) et PM3-W1 (voir ci-dessous Figure 4.20c).

Données extraites

Les temps d'arrivée pointés pour chaque niveau d'eau sont représentés avec les pointés du modèle sec dans une barre d'erreur de ±5 % (Figure 4.19a). Les résultats obtenus montrent d'abord une légère augmentation des temps d'arrivée pour PM2-W1 par rapport au modèle sec, puis une forte diminution pour PM2-W2. Dans les deux cas, on n'observe pas de tendance linéaire évidente, mais plutôt une modification du gradient de vitesse en profondeur. Les maxima du mode fondamental et du premier mode supérieur P-SV extraits à partir des images de dispersion de la Figure 4.18 montrent une légère diminution des vitesses de phase pour PM2-W1 par rapport à PM2-D (Figure 4.19b). À l'inverse, une augmentation des vitesses de phase est visible pour PM2-W2. Enfin, les résultats TDR restent en accord avec la remontée du niveau d'eau dans le modèle, et montrent l'apparition d'un palier d'amplitude négative qui s'élargit avec la remontée du niveau d'eau (Figure 4.19c). Ce palier est suivi aux temps longs d'un plateau d'amplitude positive décroissant avec la remontée du niveau d'eau.

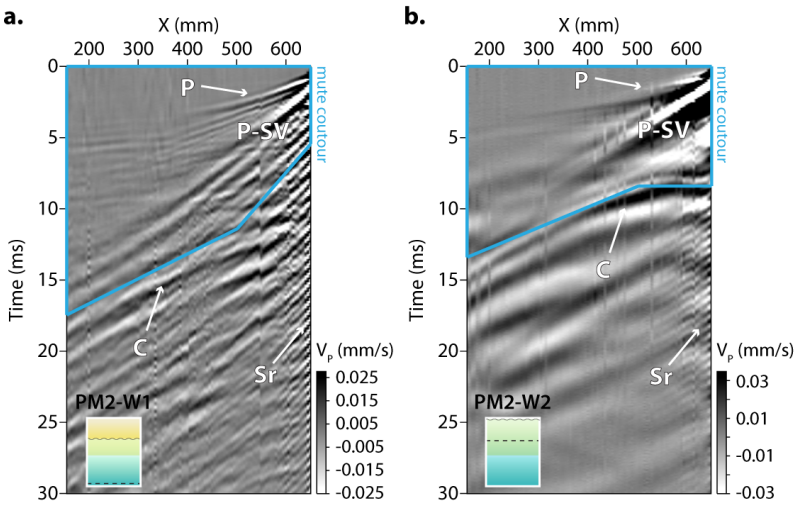


Figure 4.16 : *Sismogrammes obtenus pour différents niveaux d'eau dans le modèle physique PM2 : (a) PM2-W1, $z_{wat} = 252$ mm et $z_{cap} = 75$ mm ; et (b) PM2-W2, $z_{wat} = 84$ mm et $z_{cap} = 0$ mm. Le champ d'onde enregistré est fortement atténué avec la présence d'eau. Des évènements cohérents correspondant aux ondes P et P-SV sont visibles sur les deux sismogrammes. Des évènements énergétiques très basse fréquence (C) similaires à ceux observés sur la Figure 4.3 sont également présents. De plus, de fortes amplitudes liées à la résonnance de la source sont présentes à offset proche (Sr). Les contours bleus présents sur chaque sismogramme représentent les limites du mute appliqué pour l'extraction des images de dispersion.*

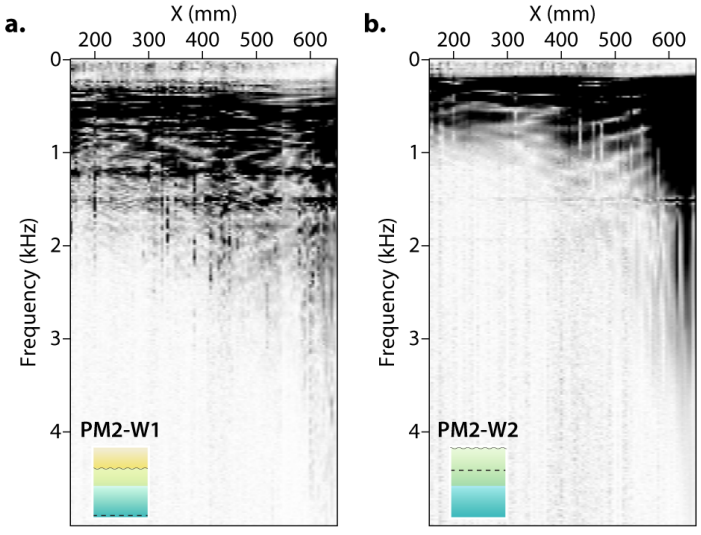


Figure 4.17 : *Amplitudes spectrales des traces enregistrées pour différents niveaux d'eau dans le modèle physique PM2 : (a) PM2-W1 ; et (b) PM2-W2. Le contenu fréquentiel diminue nettement avec la remontée du niveau d'eau, particulièrement pour le modèle PM2-W2 (b) présentant une frange de capillarité remontant jusqu'en surface.*

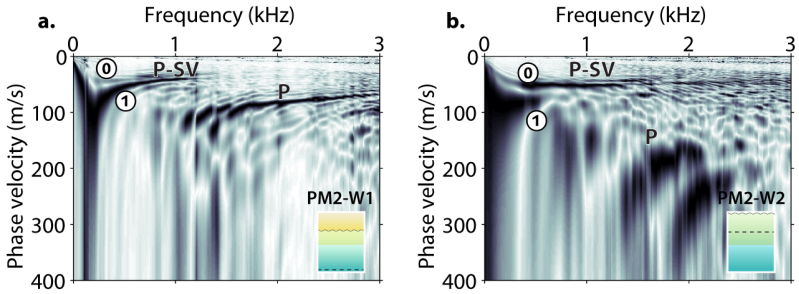


Figure 4.18 : *Images de dispersion extraites des sismogrammes enregistrés sur PM2 pour différents niveaux d'eau après opération de mute : (a) PM2-W1 ; et (b) PM2-W2. Les modes de propagation P et P-SV (0 et 1 correspondant respectivement au mode fondamental et au premier mode supérieur) sont identifiés (maxima en noir).*

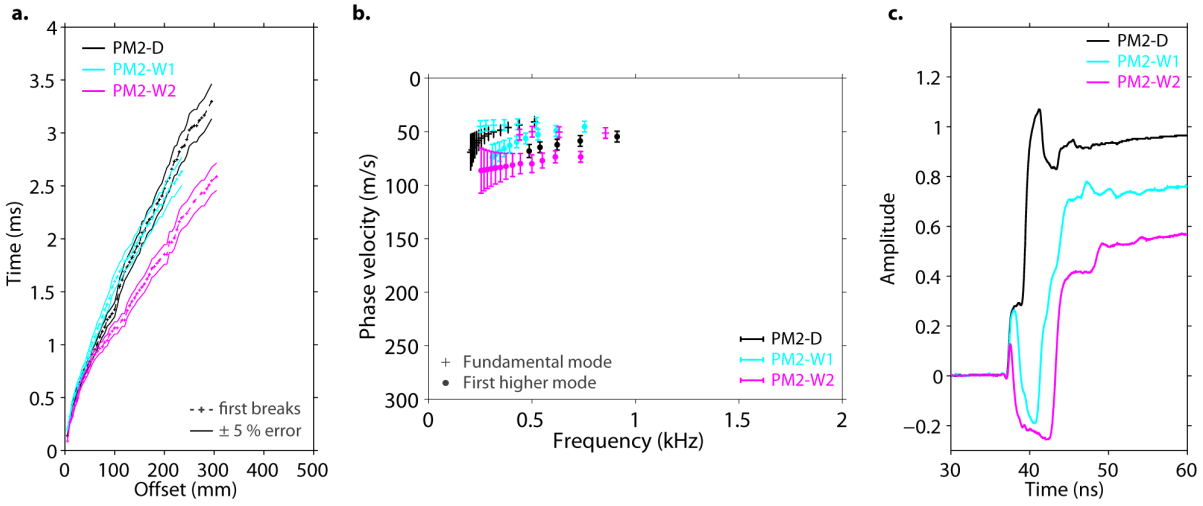


Figure 4.19 : *(a) Temps d'arrivée des ondes P pointés pour PM2-D (noir), PM2-W1 (cyan) et PM2-W2 (magenta), avec une source positionnée en $x_s = 655$ mm. Les temps à chaque offset sont représentés dans une barre d'erreur de ±5 %. (b) Courbes de dispersion des modes de propagation P-SV identifiés sur les images de dispersion Figure 4.18 et Figure 4.5e. (c) Données TDR enregistrées pour les différents niveaux d'eau.*

Modèle PM3

Sismogramme enregistré

Un seul sismogramme a été enregistré sur le modèle physique PM3 avec un niveau d'eau $z_{wat} = 200$ mm et un niveau de capillarité $z_{cap} = 60$ mm (PM3-W1, Figure 4.20a). L'acquisition a été réalisée avec une position de source $x_s = 655$ mm et un pas d'échantillonnage spatial $\Delta x = 10$ mm de façon à obtenir un profil de 500 mm. Contrairement aux autres modèles, l'enregistrement a débuté directement après le remplissage en balayant dans un premier temps les traces de $x = 410$ mm à $x = 650$ mm, puis celles de $x = 160$ mm à $x = 400$ mm. Le décalage observé entre les traces à $x = 400$ mm et $x = 410$ mm sur le sismogramme peut alors être expliqué par l'effet de la stabilisation des niveaux d'eau et de capillarité pendant l'acquisition.

Le sismogramme obtenu présente des amplitudes légèrement atténuées par rapport à celles du modèle sec (Figure 4.3c), avec un contenu fréquentiel compris globalement entre 0.5 et 2 kHz (Figure 4.20b). Les premiers évènements P sont visibles avec une nette augmentation de la vitesse apparente à *offset* lointain. Ces évènements sont suivis du train d'onde basse fréquence P-SV, bien visible et présentant des vitesses apparentes autour de 35 m/s. L'hyperbole de réflexion sur le fond de l'aquarium n'est plus visible, alors que les évènements énergétiques très basse fréquence (C) observés sur le modèle sec restent présents. À *offset* proche, le champ d'onde est toujours perturbé par la résonnance de la source (Sr).

L'image de dispersion extraite après application d'un *mute* (contours bleus sur la Figure 4.20a)

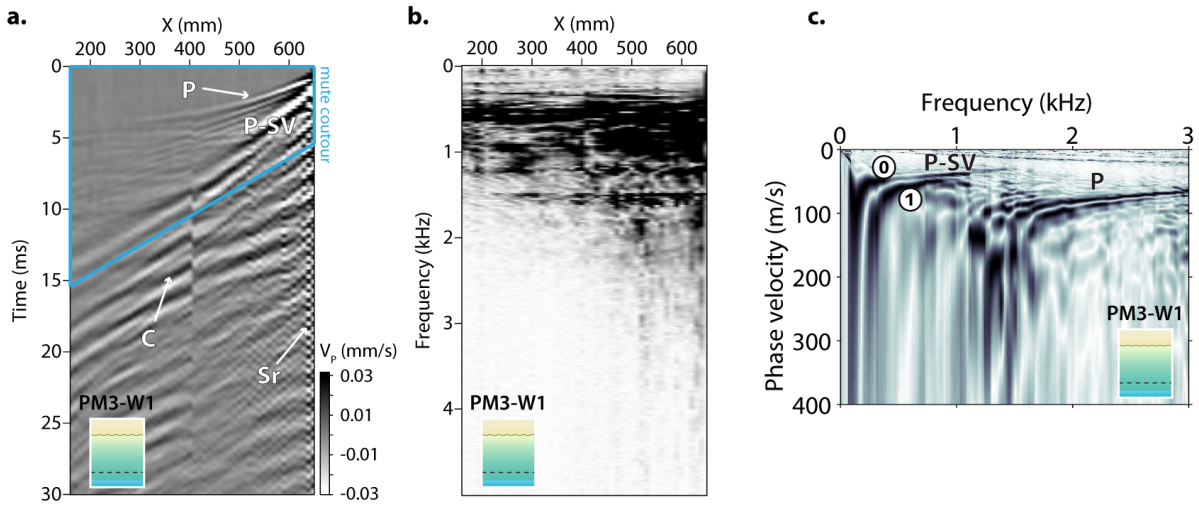


Figure 4.20 : *(a) Sismogramme obtenu sur le modèle physique PM3 avec un niveau d'eau $z_{wat} = 200$ mm et un niveau de capillarité $z_{cap} = 60$ mm (PM3-W1). Le champ d'onde enregistré est légèrement atténué avec la présence d'eau. Des évènements cohérents correspondant aux ondes P et P-SV sont visibles. Des évènements énergétiques très basse fréquence (C) similaires à ceux observés sur la Figure 4.3 sont également présents. De plus, de fortes amplitudes liées à la résonnance de la source sont présentes à offset proche (Sr). Un décalage lié à la stabilisation des niveaux d'eau et de capillarité pendant l'acquisition est visible au centre du sismogramme. Les contours bleus représentent les limites du mute appliqué pour l'extraction de l'image de dispersion. (b) Amplitudes spectrales des traces enregistrées PM3-W1 montrant un contenu fréquentiel légèrement plus limité que sur le modèle sec. (c) Image de dispersion extraite du sismogramme enregistré sur PM3-W1 après opération de mute. Les modes de propagation P et P-SV (0 et 1 correspondant respectivement au mode fondamental et au premier mode supérieur) sont identifiés (maxima en noir).*

montre des maxima qui correspondent aux différents modes de propagation identifiés sur le sismogramme (Figure 4.20c). Deux modes P-SV (notés 0 et 1) sont visibles à basse fréquence et faible vitesse, alors que plusieurs modes P superposés sont également présents à plus haute fréquence.

Données extraites

Les temps d'arrivée pointés pour PM3-W1 sont représentés avec les pointés du modèle sec dans une barre d'erreur de ±5 % (Figure 4.21a). Les résultats obtenus sont similaires à ceux observés sur PM2-W1 (Figure 4.19a), avec une augmentation des temps d'arrivée à *offset* proche par rapport au modèle sec, suivie d'une diminution à *offset* lointain. De même, les maxima du mode fondamental et du premier mode supérieur P-SV extraits à partir de l'image de dispersion Figure 4.20c montrent une légère diminution des vitesses de phase pour PM3-W1 par rapport à PM3-D. Pour finir, les résultats TDR montrent l'apparition d'un palier d'amplitude négative qui s'élargit avec la remontée du niveau d'eau. Ce palier reste suivi, aux temps longs, d'un plateau d'amplitude positive décroissant avec la remontée du niveau d'eau.

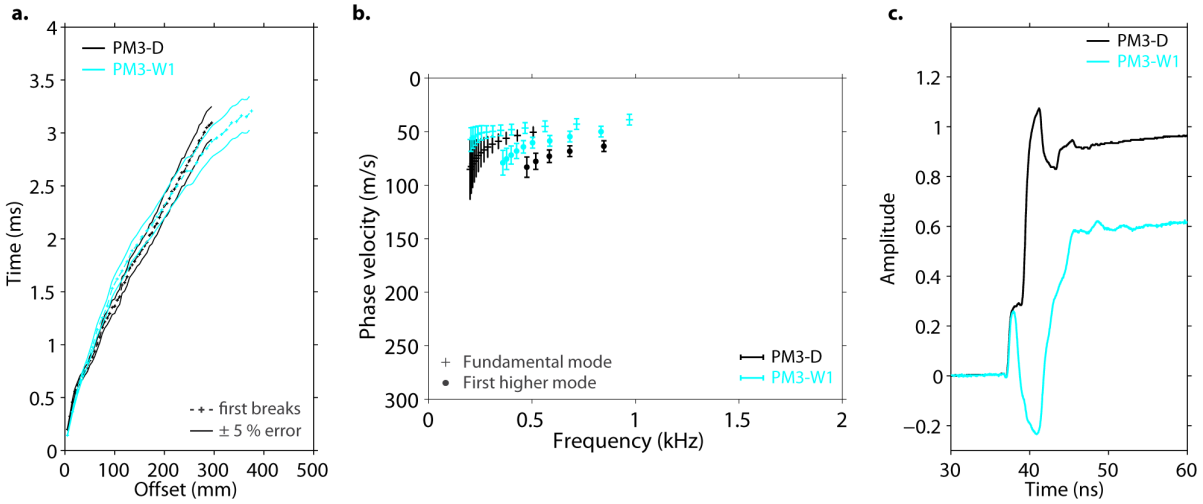


Figure 4.21 : *(a) Temps d'arrivée des ondes P pointés pour PM3-D (noir) et PM3-W1 (cyan), avec une source positionnée en $x_s = 655$ mm. Les temps à chaque offset sont représentés dans une barre d'erreur de ±5 %. (b) Courbes de dispersion des modes de propagation P-SV identifiés sur les images de dispersion Figure 4.20c et Figure 4.5f. (c) Données TDR enregistrées pour les différents niveaux d'eau.*

4.4 Discussion et conclusions

La modélisation physique a été proposée dans ce chapitre pour étudier l'influence de la transition entre zone saturée et non-saturée sur la propagation des ondes sismiques. Pour ce faire, trois modèles physiques ont été préparés en utilisant des billes de verre de granulométries différentes et en suivant le protocole expérimental détaillé par Bodet *et al.* (2010, 2014). Un dispositif d'acquisition mettant en œuvre les techniques acoustiques basées sur l'interférométrie laser a ensuite été mis en place pour enregistrer le champ d'onde dans les différents modèles.

Les sismogrammes obtenus pour les modèles secs (Figure 4.3) ont permis d'identifier les premières arrivées P, sur toute la longueur du profil dans le cas de PM1-D, et sur environ 2/3 du profil pour PM2-D et PM3-D, illustrant le caractère plus atténuant des billes de granulométrie fine. Les modes de propagation P-SV ont également été mis en évidence sur les différents

sismogrammes, mais la présence d'ondes converties à l'interface entre les parois en verre et le milieu granulaire dans une gamme de fréquences et de vitesses similaire à celle des ondes de surface a compliqué leur identification sur les images de dispersion extraites des enregistrements (Figure 4.5). L'application d'un *mute* a finalement permis d'améliorer la qualité de ces images, rendant ainsi possible l'identification des différents modes de propagation P-SV. Malgré tout, la superposition de ces ondes converties au train d'ondes de surface dans le domaine $x-t$ sur certains sismogrammes a rendu le *mute* moins efficace, produisant des images de dispersion avec des évènements superposés difficiles à identifier.

Les propriétés élastiques des milieux secs ont ensuite été estimées dans le cadre de la propagation des ondes élastiques dans un milieu stratifié à l'aide des outils de traitement et d'inversion présentés dans les chapitres précédents. Les modèles 1D de V_P et de V_S ainsi obtenus sont en bon accord avec les résultats des précédentes études (Jacob *et al.*, 2008 ; Bodet *et al.*, 2010, 2014), malgré l'existence de fortes équivalences entre les modèles (Figure 4.8 et Figure 4.10). Les modèles homogènes PM1-D et PM3-D présentent des gradients de vitesses assez différents, probablement en raison des différences d'empilement et de compaction selon la granulométrie. À l'inverse, la forte similarité des résultats obtenus pour les modèles PM2-D et PM3-D a permis de considérer ces modèles comme deux modèles 1D identiques composés uniquement de billes GB2, malgré la présence de billes GB1 dans les deux modèles. Les profondeurs d'investigation estimées lors de l'inversion des temps d'arrivée, de l'ordre de 25 % de la longueur du dispositif, sont par ailleurs cohérentes avec ces observations.

Les résultats obtenus dans les modèles humides sont récapitulés dans le Tableau 4.1. Ils ont tous montré une forte augmentation de l'atténuation avec la remontée du niveau d'eau. De ce fait, les temps d'arrivée aux *offsets* lointains ont souvent été difficiles à pointer et présentent de fortes incertitudes. Avec les billes GB1, l'augmentation du niveau d'eau dans les modèles partiellement saturés PM1-W1 et PM1-W2 a entraîné une diminution des temps d'arrivée traduisant une augmentation de V_P (Figure 4.15a). Dans le cas du modèle PM1-W1, la profondeur d'investigation estimée à sec (environ 120 mm de profondeur) a permis de relier cette augmentation de vitesse à l'influence de la zone de capillarité (présente entre 145 et 100 mm de profondeur). Par ailleurs, les courbes de dispersion obtenues pour PM1-W1 et PM1-W2 ont montré un comportement similaire, avec une vitesse de phase identique à haute fréquence correspondant à la partie superficielle du modèle, suivie d'une augmentation puis d'une diminution de vitesse de phase à plus basse fréquence (Figure 4.15b). Ce type de variation est caractéristique d'un milieu inversement dispersif, c'est-à-dire qui présente une inversion de V_S en profondeur. Le décalage du minimum de vitesse de phase vers les basses fréquences pour PM1-W1 a permis d'anticiper une profondeur plus élevée

Tableau 4.1 : *Évolution qualitative des différents observables dans les billes GB1 et GB2 en fonction de la saturation en eau.*

	GB1 (PM1)		GB2 (PM2 et PM3)	
h_{cap}	non-saturé :	30 à 50 mm	non-saturé :	140 à 175 mm
	saturé :	n/a	saturé :	n/a
Temps d'arrivée	non-saturé :	↘	non-saturé :	↘
	saturé :	↗	saturé :	n/a
Vitesse de phase	non-saturé :	légère ↗ à HF forte ↘ à BF inversion de vitesse	non-saturé :	↗ globale pas d'inversion de vitesse
	saturé :	↘ globale pas d'inversion de vitesse	saturé :	n/a

de cette inversion de vitesse dans PM1-W1 que dans PM1-W2, probablement liée à la présence d'eau à des profondeurs différentes dans les deux modèles.

Dans le modèle complètement saturé PM1-W3, les résultats obtenus ont montré une tendance complètement différente, avec une augmentation très nette des temps d'arrivée (traduisant une diminution de V_P) et une diminution des vitesses de phase (traduisant une diminution de V_S). Si la diminution de V_S est en bon accord avec l'évolution théorique de V_S en fonction de la teneur en eau, la diminution de V_P peut être liée à une très faible cohésion entre les grains dans le milieu saturé. Il est également possible que la propagation des ondes P dans un milieu homogène complètement saturé (l'influence du gradient de pression étant alors négligeable devant la vitesse de propagation dans l'eau) ne génère pas de réfraction, et donc uniquement une onde directe n'engendrant pas de déplacement vertical à la surface du milieu granulaire.

Concernant les modèles PM2 et PM3, les temps d'arrivée pointés pour PM2-W1 (Figure 4.19a) et PM3-W1 (Figure 4.21a) n'ont montré que de très faibles variations par rapport aux modèles secs. Ces observations sont cohérentes avec les faibles profondeurs d'investigation estimées à sec pour ces deux modèles (environ 60 mm de profondeur) comparées aux niveaux de la frange de capillarité mesurés (respectivement 75 et 60 mm de profondeur). Malgré tout, l'influence de l'eau a pu être observée sur les temps d'arrivée, et également sur les courbes de dispersion de ces deux modèles, avec une légère diminution des vitesses de phase des deux modes de propagation pointés (Figure 4.19b et Figure 4.21b). Lorsque le niveau d'eau est remonté (PM2-W2), les temps d'arrivée pointés ont très nettement diminué (Figure 4.19a) et les vitesses de phase ont augmenté (Figure 4.19b).

De façon générale, les résultats obtenus montrent une grande sensibilité du champ d'onde à la présence d'eau dans le milieu. Si les temps d'arrivée semblent systématiquement diminuer avec la remontée du niveau d'eau (sauf dans un milieu complètement saturé), le comportement de la dispersion est plus variable. En effet, les résultats obtenus sur les modèles PM1-W1 et PM1-W2 laissent présager de la présence de vitesses V_S plus faibles en profondeur par rapport au modèle sec, et légèrement plus élevées en surface. Ce comportement n'est cependant pas observé sur les modèles PM2 et PM3, qui mettent plutôt en évidence une diminution globale des vitesses de phase avec la remontée du niveau d'eau. Il apparaît donc primordial de connaître le profil de saturation de chaque modèle avant de poursuivre plus loin l'interprétation des données de temps d'arrivée et de dispersion. L'inversion des données TDR pour des modèles 1D multi-couches (Vitale, 2014) devrait permettre de retrouver les profils de saturation des différents modèles, et pourra également être utilisée pour le suivi en temps réel du niveau d'eau lors de prochaines expérimentations en laboratoire.

Conclusions et perspectives

Dans les travaux présentés dans ce manuscrit, les méthodes sismiques ont été mises en œuvre pour la caractérisation des réservoirs hydrologiques dans le but, notamment, de pallier le caractère localisé, coûteux et destructif des forages piézométriques. L'étude conjointe des vitesses de propagation des ondes de compression (V_P) et de cisaillement (V_S), dont l'évolution est fortement découplée en présence de fluide, a ainsi été proposée à travers l'estimation du rapport V_P/V_S ou du coefficient de Poisson. Si la mesure de V_P est réalisée de manière assez efficace depuis de nombreuses années grâce à la sismique réfraction, celle de V_S demeure plus délicate avec cette même méthode car elle requiert l'utilisation de géophones à composante horizontale dont il est nécessaire de garantir l'horizontalité, et de sources spécifiques difficilement manipulables sur le terrain.

L'analyse de la dispersion des ondes de Rayleigh, présentes sur tous les enregistrements sismiques classiques en ondes P, est de plus en plus souvent proposée comme alternative pour reconstruire des modèles de V_S du sous-sol. Cette technique, permettant initialement d'obtenir des modèles 1D de V_S, a été proposée pour une caractérisation 2D des vitesses de cisaillement du milieu exploré (profilage par ondes de surface). Ces travaux de thèse ont permis de mettre au point une méthodologie optimisée pour le traitement conjoint des temps d'arrivée des ondes P et des courbes de dispersion des ondes de Rayleigh. Cette méthodologie a ainsi pu être mise en œuvre dans différents contextes géologiques et hydrogéologiques, illustrant ses capacités à imager les variations latérales et temporelles du rapport V_P/V_S. La mise en place de ces outils sur des modèles physiques parfaitement contrôlés grâce aux techniques d'interférométrie laser a enfin fourni des premiers résultats qui devraient permettre d'étudier le comportement des ondes élastiques dans des milieux granulaires non-consolidés présentant différents profils de saturation.

Validation d'une méthodologie d'acquisition commune

Dans un premier temps, une méthodologie d'acquisition commune pour l'enregistrement simultané des ondes P et des ondes de surface a été développée (*cf.* Chapitre 1). Le dispositif d'acquisition a été défini de façon à remplir les critères suivants :

- simplicité de mise en œuvre et applicabilité dans diverses conditions de terrain (en fonction du contexte géologique, de l'échelle d'étude, du matériel disponible, etc.) ;
- redondance des données suffisante pour caractériser les variations latérales de vitesse avec la tomographie de temps d'arrivée et le profilage par ondes de surface ;
- écartement inter-géophone et longueur du dispositif en accord avec les objectifs fixés en termes de profondeur d'investigation, de résolution (latérale et verticale) et d'étendue de la zone d'étude.

Sur la base de ces critères, un dispositif similaire à ceux utilisés en sismique réflexion a été mis en place de façon systématique, avec des sources situées entre chaque position de récepteur et aux deux extrémités du dispositif. Pour des étendues supérieures à la longueur maximale de profil autorisée par le matériel disponible, un ou plusieurs *roll-alongs* ont pu être effectués en gardant systématiquement un recouvrement égal à un tiers de la longueur maximale de profil entre deux dispositifs successifs. Une source manuelle a été privilégiée, même pour des longueurs de dispositif supérieures à 100 m, de façon à favoriser la flexibilité de l'acquisition sur le terrain et à diminuer les contraintes matérielles.

Développement des outils de traitement

Parallèlement à la mise en œuvre de cette méthodologie, les outils de traitement associés à la sismique réfraction et à l'analyse de la dispersion des ondes de surface ont été développés. Sur chaque sismogramme obtenu, les temps d'arrivée des ondes P sont pointés manuellement pour former des hodochrones. En fonction de la complexité attendue des milieux auscultés, les vitesses V_P peuvent être estimées en inteprétant ces hodochrones à l'aide de modèles tabulaires multi-couches et multi-pendages simples, ou en effectuant des inversions tomographiques de ces temps d'arrivée afin d'obtenir des modèles plus complexes décrivant les variations latérales de vitesse du milieu. Dans ces travaux, l'utilisation d'un logiciel « clé en main » a été favorisée, contrairement au profilage par ondes de surface qui a été implémenté dans son ensemble. Les inversions tomographiques présentées dans ce manuscrit ont ainsi toutes été réalisées avec le logiciel commercial RAYFRACT. Ce logiciel a permis d'obtenir des résultats très satifaisants, mais reste limité dans le contrôle des paramètres d'inversion et la création des modèles initiaux. Cependant, les différents critères utilisés pour le contrôle qualité des inversions (cartes de résidus, convergence de l'erreur RMS, etc.) sont aisément applicables à des résultats obtenus avec n'importe quel code d'inversion tomographique.

Dans le même temps, les outils d'extraction et d'inversion de la dispersion des ondes de surface permettant d'estimer les variations latérales de V_S ont été développés. À partir des sismogrammes enregistrés, la dispersion des ondes de surface est évaluée par des méthodes de transformation du champ d'onde qui permettent de passer du domaine distance-temps ($x-t$) au domaine fréquence-vitesse de phase ($f-c$). Ces méthodes, telles les transformées $f-k$, $\tau-p$ ou $p-\omega$, produisent des images de dispersion sur lesquelles un ou plusieurs modes de propagation des ondes de surface peuvent être identifiés et pointés sous la forme de courbes de dispersion. Traditionnellement, ces courbes de dispersion sont ensuite inversées pour un milieu 1D à l'aide de techniques de modélisation analytique autorisant le calcul rapide de la dispersion pour un grand nombre de modèles. Toutefois, la dispersion observée en présence de fortes variations latérales à l'aplomb du dispositif correspond à celle d'un milieu 1D équivalent (ou effectif) qui ne décrit pas correctement le milieu.

Dans ce cas, les outils traditionnels de l'analyse de la dispersion des ondes de surface ne permettent pas de retrouver un modèle de V_S cohérent. Plusieurs solutions alternatives ont été proposées au cours des quinze dernières années. Parmi elles, les techniques d'inversion en forme d'onde sont toujours très peu utilisées par les praticiens car elles restent très « gourmandes » en temps de calcul et nécessitent généralement une forte connaissance *a priori* du milieu ausculté (Pérez Solano, 2013 ; Groos *et al.*, 2014 ; Masoni *et al.*, 2014 ; Pérez Solano *et al.*, 2014). À l'inverse, les techniques de fenêtrage dans le domaine $x-t$ et de sommation dans le domaine $f-c$ ont connu un fort engouement depuis les travaux de O'Neill *et al.* (2003). Ces techniques consistent dans un premier temps à extraire la dispersion à partir de portions réduites de sismogrammes (appelées fenêtres d'extraction) sous lesquelles le milieu ausculté peut être considéré comme 1D. Dans ce cas, la taille réduite des fenêtres d'extraction entraîne une diminution, principalement à basse fréquence, de la résolution spectrale. L'information apportée par les grandes longueurs d'onde reste cependant indispensable à la caractérisation du milieu en profondeur. La sommation (ou *stacking*) de plusieurs images de dispersion extraites à partir de différents tirs illuminant la même portion de dispositif est donc proposée dans un second temps, afin d'améliorer le rapport signal sur bruit des images de dispersion. Les techniques plus avancées de fenêtrage spatial gaussien, proposées récemment par Boiero et Socco (2011) et Bergamo *et al.* (2012), n'ont pas été utilisées dans ces travaux afin de simplifier l'utilisation de ces outils pour des praticiens non-géophysiciens. Il sera néanmoins intéressant d'implémenter à court terme ces dernières évolutions, notamment lorsque les conditions d'acquisition limitent la redondance des données. En effet, la stratégie d'acquisition peut être modifiée si les conditions de terrain l'exigent (p. ex. durée d'accès au site

limitée, difficulté de mise en place du dispositif, etc.) de façon à limiter le nombre de tir. Dans ce cas, des mesures préliminaires peuvent être utilisées pour adapter la taille de la fenêtre en fonction de ces conditions spécifiques et des informations *a priori* disponibles (Dhemaied *et al.*, 2014b). De plus, malgré quelques études s'intéressant à l'influence de la taille de la fenêtre d'extraction et du nombre de *stacks* (Boiero et Socco, 2010 ; Pasquet *et al.*, 2012), il n'existe toujours pas à l'heure actuelle de recommandations précises pour le choix de ces critères. Les travaux récents de Bergamo et Socco (2014) ouvrent une voie prometteuse vers la détection systématique des discontinuités latérales à partir des images de dispersion, permettant ainsi de sélectionner « intelligemment » la taille de la fenêtre d'extraction. À court terme, la modélisation numérique pourra être utilisée avec des modèles présentant différentes géométries 2D pour reproduire un dispositif d'acquisition classique. Les sismogrammes synthétiques obtenus pourront ensuite être utilisés pour effectuer une analyse systématique des corrélations entre images de dispersion issues de tirs directs et inverses afin de déterminer des paramètres d'extraction *optimum* dans différents contextes.

En déplaçant ensuite la fenêtre d'extraction le long du profil d'acquisition, on obtient des courbes de dispersion à l'aplomb de chaque fenêtre qui correspondent à un milieu considéré comme 1D. Une succession d'inversions 1D permet finalement de construire une pseudo-section 2D de V_S, dont la résolution latérale dépend de la taille de la fenêtre d'extraction et du décalage entre deux fenêtre successives. L'utilisation d'un fort recouvrement entre deux fenêtres successives a pour effet de lisser les courbes de dispersion de façon naturelle (Strobbia *et al.*, 2011 ; Ezersky *et al.*, 2013), évitant de ce fait les variations latérales trop abruptes de V_S (*cf.* Chapitre 2, Pasquet *et al.*, révisions mineures requises-b). Il n'est ainsi pas nécessaire d'appliquer des contraintes latérales entre deux inversions successives, comme proposé récemment par Socco *et al.* (2009), Boiero et Socco (2010) et Socco *et al.* (2014). Les inversions ont donc été réalisées indépendamment les unes des autres avec l'algorithme de voisinage (Sambridge, 1999a ; Wathelet *et al.*, 2004 ; Wathelet, 2008) et ont fourni des modèles générés de manière stochastique dans un espace des paramètres prédéfini en fonction des informations *a priori*. Les méthodes globales comme l'algorithme de voisinage permettent ainsi d'explorer l'espace des paramètres de manière très large, indépendamment d'un quelconque modèle initial. De plus, les résultats présentés dans ces travaux de thèse ont montré que l'algorithme de voisinage était peu sensible à la profondeur maximale du demi-espace fixée dans la paramétrisation, contrairement aux méthodes d'optimisation locales utilisées généralement pour l'inversion de la dispersion des ondes de surface (Bodet *et al.*, 2005). Les modèles inclus dans les barres d'erreur ont ensuite été utilisés pour construire un modèle moyen de V_S à l'aplomb de la fenêtre correspondante, puis assemblés le long d'un même profil pour former une pseudo-section 2D de V_S décrivant les variations latérales de vitesse de cisaillement du milieu.

Suite aux recommandations de Gabriels *et al.* (1987) et aux travaux de modélisation de O'Neill (2003), l'inversion multi-modale de la dispersion a été mise en place de manière systématique sur les données de terrain. En effet, si l'inversion du mode fondamental seul permet généralement de caractériser correctement le milieu ausculté dans son ensemble, l'utilisation des modes supérieurs a pour effet d'augmenter la profondeur d'investigation et de réduire les équivalences entre les différents modèles. Néanmoins, le mode fondamental domine généralement les images de dispersion sur une large bande de fréquence, rendant l'identification des modes supérieurs compliquée sans une analyse méticuleuse des images de dispersion. De ce fait, la plupart des travaux publiés ces dernières années inversent uniquement le mode fondamental (Parker et Hawman, 2012 ; Lopes *et al.*, 2013 ; Sloan *et al.*, 2013 ; Cardarelli *et al.*, 2014 ; Ismail *et al.*, 2014) alors même que les modes supérieurs semblent identifiables sur les images de dispersion. Il peut également arriver que les modes supérieurs soient prédominants (O'Neill et Matsuoka, 2005), rendant alors leur identification indispensable pour inverser correctement les données de dispersion. Dans ce cas, la prise en compte du caractère effectif de la dispersion est possible en utilisant des outils alternatifs

qui permettent de le calculer à partir de sismogrammes synthétiques (p. ex. O'Neill *et al.*, 2003). Plus récemment, Maraschini *et al.* (2010) ont proposé d'inverser directement la matrice obtenue après extraction de la dispersion des ondes de surface afin de s'affranchir du pointé des courbes de dispersion. Dans les travaux présentés dans ce manuscrit, le choix a été fait de s'appuyer sur une analyse méticuleuse des images de dispersion, couplée à des inversions préliminaires et des résultats de modélisation directe par essai-erreur, afin d'identifier correctement les modes de propagation. Après chaque inversion, la superposition des modes théoriques calculés sur les images de dispersion a finalement permis de valider les modèles obtenus en vérifiant le plus souvent une forte cohérence entre des modes calculés non-pointés et des maxima existants mais difficilement identifiables à l'œil nu (*cf.* Chapitre 1).

Comparaison des modèles de V_S

Bien que les techniques de profilage par ondes de surface soient de plus en plus utilisées pour la caractérisation des variations latérales de V_S, il n'existe que très peu d'exemples de comparaison des modèles ainsi obtenus avec des résultats 2D issus d'autres méthodes (Turesson, 2007 ; Ismail *et al.*, 2014). Une acquisition en ondes SH a donc été proposée de manière systématique dans le but d'obtenir, avec la tomographie de temps d'arrivée, un modèle 2D de V_S comparable aux modèles obtenus grâce à l'analyse de la dispersion des ondes de surface. Pour ce faire, un dispositif d'acquisition identique utilisant des géophones à composante horizontale et une source spécifique a été mis en place le long des profils réalisés en ondes P.

Sur les trois exemples de terrain présentés dans ce manuscrit (Dragvoll, Plœmeur et bassin de l'Orgeval), les comparaisons des résultats obtenus par les deux méthodes ont montré des modèles très similaires. Dans chaque cas, les ondes de surface ont permis d'imager avec plus de détails les structures superficielles tout en utilisant une géométrie d'acquisition identique. Elles ont également montré une plus grande profondeur d'investigation dans des milieux quasi-1D présentant de faibles vitesses de cisaillement (Dragvoll, *cf.* Chapitre 1). Dans des milieux plus complexes, elles ont conduit à des modèles permettant d'imager avec une plus grande précision les variations latérales de vitesse, au détriment néanmoins de la profondeur d'investigation, nettement diminuée dans ce cas (Plœmeur, *cf.* Chapitre 2, Pasquet *et al.*, révisions mineures requises-b). Les deux méthodes ont également mis en évidence une bonne reproductibilité des données pour différentes périodes et conditions expérimentales (bassin de l'Orgeval, *cf.* Chapitre 3, Pasquet *et al.*, révisions mineures requises-a). Enfin, les courbes de dispersion calculées à partir des modèles obtenus par tomographie en ondes SH ont montré un fort caractère effectif représentatif des variations globales de vitesse dans le milieu, contrairement aux courbes de dispersion obtenues grâce à l'analyse méticuleuse des ondes de surface.

La disponibilité d'un jeu de données en composante horizontale offre également la possibilité d'extraire la dispersion des ondes de Love. L'inversion conjointe des ondes de Rayleigh et de Love, pratiquée assez régulièrement en sismologie (McEvilly, 1964 ; Mitchell, 1984) et en géotechnique (Socco *et al.*, 2011 ; Di Giulio *et al.*, 2012), pourra ainsi être mise en œuvre afin de mieux contraindre les modèles de V_S obtenus. Enfin, la forte redondance des enregistrements en ondes P et SH pourra être mise à profit en présence de réflecteurs puissants (*cf.* Chapitre 1) pour effectuer des traitements en sismique réflexion et améliorer la caractérisation de la géométrie du socle notamment.

Estimation du rapport V_P/V_S

Les outils développés pendant ces travaux de thèse ont permis d'obtenir des modèles de V_P et de V_S à partir de la tomographie en ondes P et du profilage par ondes de surface. Cependant,

les limitations propres à chacune de ces méthodes en terme de résolution et de profondeur d'investigation rendent généralement les modèles de vitesse V_P et V_S obtenus peu compatibles et donc difficilement comparables. Les travaux effectués sur le site de Plœmeur (*cf.* Chapitre 2, Pasquet *et al.*, révisions mineures requises-b) ont permis de proposer une approche simple pour la comparaison de modèles de vitesse obtenus par ces deux méthodes. Cette approche consiste dans un premier temps à inverser les temps d'arrivée des ondes P pour obtenir un modèle 2D de V_P. Dans un deuxième temps, les profils de V_P sont extraits de ce modèle pour chaque position de la fenêtre d'extraction, puis moyennés verticalement selon la paramétrisation de V_S utilisée pour l'inversion de la dispersion. Pour finir, les profils de V_P sont réinjectés dans la paramétrisation de chacune des inversions 1D de façon à obtenir des modèles V_P et V_S compatibles en termes de stratification, autorisant le calcul du rapport V_P/V_S pour chaque position de la fenêtre d'extraction. Cette approche a permis d'obtenir une pseudo-section 2D de V_P/V_S très cohérente avec les résultats de tomographie de résistivité électrique et les informations géologiques *a priori*. Toutefois, des approches récentes proposant l'inversion conjointe des temps d'arrivée et des courbes de dispersion (Boiero et Socco, 2014) ou l'inversion des modes de propagation des ondes P guidées (Boiero *et al.*, 2013b, 2014) pourront être proposées à l'avenir pour améliorer la qualité des modèles V_P/V_S obtenus.

Les rapports V_P/V_S obtenus à Plœmeur ont par ailleurs montré des variations cohérentes avec les niveaux piézométriques observés dans des forages situés à proximité du profil d'acquisition. Néanmoins, la complexité du milieu ausculté et l'absence de données piézométriques directement à l'aplomb du profil rendent difficile l'interprétation des rapports observés. Afin de valider ces observations, des mesures ont été effectuées sur un site plus simple présentant un système aquifère tabulaire multi-couches, bien contraint grâce à des données (i) de tomographie de résistivité électrique, (ii) de carottages et (iii) piézométriques (*cf.* Chapitre 3, Pasquet *et al.*, révisions mineures requises-a). Deux campagnes d'acquisition ont été menées dans le bassin de l'Orgeval à deux périodes hydrologiques différentes, successivement en période de hautes et de basses eaux. Les résultats obtenus lors des deux campagnes confirment la relation entre le rapport V_P/V_S et le niveau piézométrique. En effet, un contraste de rapport V_P/V_S ne correspondant à aucune interface géologique identifiée a pu être observé. De plus, les valeurs de V_P/V_S et de coefficient de Poisson observées de part et d'autre de l'interface sont caractéristiques d'une transition entre des zones saturée et non-saturée. Malgré la présence d'un léger décalage en période de basses eaux entre la profondeur du contraste de rapport V_P/V_S et le niveau piézométrique observé, ces résultats suggèrent de mettre en application la méthodologie employée sur un site similaire, présentant cette fois des variations latérales de niveau piézométrique, toujours bien contraintes par de nombreux forages.

Modélisation physique de la propagation des ondes

Malgré la bonne connaissance du site étudié dans le bassin de l'Orgeval et sa relative simplicité, la méthodologie utilisée n'a pas permis d'imager parfaitement la profondeur du toit de la nappe. En l'absence de sites parfaitement contraints et contrôlés, la modélisation physique a été proposée pour étudier la propagation des ondes dans des « analogues » réalistes des milieux auscultés (*cf.* Chapitre 4). Les techniques acoustiques d'interférométrie laser ont permis de recréer des sismogrammes à l'échelle du laboratoire sur des modèles granulaires parfaitement contrôlés en termes de géométrie et de paramètres élastiques. Une première série de mesure a d'abord permis de caractériser les vitesses V_P et V_S des milieux secs en utilisant les outils de traitement de la réfraction et de la dispersion des ondes de surface. Les mesures réalisées ensuite sur des modèles présentant différents niveaux d'eau ont permis d'extraire des variations de temps d'arrivée et de vitesses de phase. Les données TDR enregistrées pour chaque modèle devraient à court terme permettre d'estimer les profils de saturation, autorisant alors l'inversion des temps d'arrivée et des

courbes de dispersion pour des modèles de vitesse V_P et V_S. Les modèles obtenus pourront ensuite être comparés à des modèles analytiques existants (Bishop, 1959 ; Khalili *et al.*, 2004) afin de retrouver les paramètres hydrologiques du milieu granulaire (porosité, saturation). L'utilisation de codes de calcul poro-élastique 3D (Bodet *et al.*, 2014) devrait ensuite permettre de valider les modèles de vitesse et les paramètres hydrologiques estimés.

La modélisation physique sur des milieux granulaires a également confirmé la grande modularité de ces matériaux pour la fabrication d'« analogues » réalistes des milieux étudiés en géophysique appliquée, présentant des formes et des propriétés de plus en plus variées. Les résultats préliminaires obtenus sur des milieux 1D partiellement saturés laissent présager d'une grande variété de mises en application. Les différences observées entre les paramètres estimés pour des modèles composés d'un même matériau granulaire soulignent cependant la nécessité de contrôler à l'avenir la température et l'humidité de la salle d'expérimentation. À moyen terme, de nouvelles études pourront être réalisées sur des milieux granulaires présentant des géométries diverses et/ou des variations latérales du niveau d'eau pour reproduire des conditions de terrains plus complexes. Enfin, l'utilisation de l'interférométrie laser a une nouvelle fois fait preuve de ses capacités à reproduire une acquisition sismique dense sur des modèles physiques, de façon non-destructive et avec un échantillonnage en temps et en espace élevé. La grande précision des mesures en termes d'amplitude de déplacement particulaire à la surface du milieu pourra également être exploitée afin d'étudier l'atténuation dans les milieux granulaires en fonction de la saturation. Cette approche pourra enfin être utilisée sur le terrain pour étudier les variations de V_S dans les sols en fonction des conditions hydrologiques, comme récemment proposé par Lu (2014).

Vers de nouveaux champs d'application

Pour aller plus loin, la méthodologie développée dans ces travaux de thèse pourra être mise en œuvre dans différents contextes dans le cadre de projets portés par l'UMR 7619 METIS à l'Université Pierre et Marie Curie (UPMC) ou dans le cadre de collaborations extérieures. Dans la continuité des études réalisées dans le bassin de l'Orgeval dans le cadre de la collaboration avec le Centre de Géosciences des Mines ParisTech, une campagne d'acquisition est prévue sur un site voisin présentant des variations latérales rapides du niveau de nappe. Par ailleurs, les travaux menés sur le site de Plœmeur en collaboration avec l'UMR 6118 Géosciences Rennes (Université de Rennes I) seront poursuivis afin d'étudier la recharge de la nappe par suivi d'infiltration (Jiménez-Martínez *et al.*, 2013 ; Devers, 2014). Une campagne d'acquisition est prévue à court terme sur le site du Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB) situé à Rustrel (Vaucluse) en collaboration avec l'UMR 1114 EMMAH (Université d'Avignon et des Pays de Vaucluse) afin d'améliorer la caractérisation et la compréhension des hydrosystèmes karstiques (Carrière *et al.*, 2013). Dans un contexte similaire, des mesures sont prévues sur le site de Saint Martin-le-Nœud (Oise) dans le but d'imager les variations d'épaisseur du toit d'une ancienne carrière de craie et de caractériser la recharge de la nappe (Barhoum *et al.*, 2014). Des projets à plus long terme dépassant le cadre de l'hydrogéophysique sont également en court d'élaboration, notamment pour l'imagerie de « failles cachées » dans la région d'Al Hoceima au Maroc (d'Acremont *et al.*, 2014) en collaboration avec l'UMR 7193 ISTeP (UPMC). Enfin, des perspectives plus méthodologiques pourront mener au développement d'outils pour l'inversion dite « coopérative » de données électriques et sismiques (Samyn *et al.*, 2014) en collaboration avec le Bureau de Recherches Géologiques et Minières (BRGM).

Bibliographie

Abraham, O., Chammas, R., Côte, P., Pedersen, H. A., Semblat, J.-F., 2004. Mechanical characterization of heterogeneous soils with surface waves: experimental validation on reduced-scale physical models. *Near Surface Geophysics*, Vol. **2**(4), p. 249–258. (Cité en page 97)

Abraham, O., Piwakowski, B., Villain, G., Durand, O., 2012. Non-contact, automated surface wave measurements for the mechanical characterisation of concrete. *Construction and Building Materials*, Vol. **37**, p. 904–915. (Cité en pages 3 et 98)

Adam, L., Batzle, M., Brevik, I., 2006. Gassmann's fluid substitution and shear modulus variability in carbonates at laboratory seismic and ultrasonic frequencies. *Geophysics*, Vol. **71**(6), p. F173–F183. (Cité en pages 14 et 82)

Aki, K., Richards, P. G., 1980. *Quantitative seismology*. University Science Books. (Cité en pages 5, 11 et 36)

Aleshin, V., Gusev, V. E., Tournat, V., 2007. Acoustic modes propagating along the free surface of granular media. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. **121**(5), p. 2600–2611. (Cité en page 102)

Bachrach, R., Dvorkin, J., Nur, A., 1998. High-resolution shallow-seismic experiments in sand, Part II: Velocities in shallow unconsolidated sand. *Geophysics*, Vol. **63**(4), p. 1234–1240. (Cité en page 105)

Bachrach, R., Dvorkin, J., Nur, A., 2000. Seismic velocities and Poisson's ratio of shallow unconsolidated sands. *Geophysics*, Vol. **65**(2), p. 559–564. (Cité en pages 2, 82, 94 et 105)

Bachrach, R., Nur, A., 1998. High-resolution shallow-seismic experiments in sand, Part I: Water table, fluid flow, and saturation. *Geophysics*, Vol. **63**(4), p. 1225–1233. (Cité en pages 2, 13, 82, 99 et xi)

Backus, M., Murray, P., Hardage, B., Graebner, R., 2006. High-resolution multicomponent seismic imaging of deepwater gas-hydrate systems. *The Leading Edge*, Vol. **25**(5), p. 578–596. (Cité en page 16)

Barhoum, S., Valdès, D., Guérin, R., Marlin, C., Vitale, Q., Benmamar, J., Gombert, P., 2014. Spatial heterogeneity of high-resolution Chalk groundwater geochemistry – Underground quarry at Saint Martin-le-Nœud, France. *Journal of Hydrology*, Vol. **519**, p. 756–768. (Cité en page 126)

Barrière, J., Bordes, C., Brito, D., Sénéchal, P., Perroud, H., 2012. Laboratory monitoring of P waves in partially saturated sand. *Geophysical Journal International*, Vol. **191**(3), p. 1152–1170. (Cité en pages 3, 96 et 97)

Bates, C. R., Phillips, D., Hild, J., 1992. Studies in P-wave and S-wave seismics. *Dans : Symposium on the Application of Geophysics to Engineering and Environmental Problems*. EEGS, Oakbrook, Illinois, États-Unis. (Cité en pages 2 et 82)

Bauer, K., Moeck, I., Norden, B., Schulze, A., Weber, M. H., Wirth, H., 2010. Tomographic P wave velocity and vertical velocity gradient structure across the geothermal site Groß Schönebeck (NE German Basin): Relationship to lithology, salt tectonics, and thermal regime. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, Vol. **115**(B8), p. B08312. (Cité en pages 26, 66 et 67)

Bauer, K., Schulze, A., Ryberg, T., Sobolev, S. V., Weber, M. H., 2003. Classification of lithology from seismic tomography: A case study from the Messum igneous complex, Namibia. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, Vol. **108**(B3), p. 2152. (Cité en page 60)

Baumann-Wilke, M., Bauer, K., Schovsbo, N. H., Stiller, M., 2012. P-wave traveltime tomography for a seismic characterization of black shales at shallow depth on Bornholm, Denmark. *Geophysics*, Vol. **77**(5), p. EN53–EN60. (Cité en pages 26 et 66)

Bear, J., 1972. *Dynamics of fluids in porous media*. American Elsevier. (Cité en page 99)

Beaty, K. S., Schmitt, D. R., Sacchi, M., 2002. Simulated annealing inversion of multimode Rayleigh wave dispersion curves for geological structure. *Geophysical Journal International*, Vol. **151**(2), p. 622–631. (Cité en page 42)

Beresford-Smith, G., Rango, R., 1988. Dispersive noise removal in t-x space: Application to Arctic data. *Geophysics*, Vol. **53**(3), p. 346–358. (Cité en page 9)

Bergamo, P., Bodet, L., Socco, L. V., Mourgues, R., Tournat, V., 2014. Physical modelling of a surface-wave survey over a laterally varying granular medium with property contrasts and velocity gradients. *Geophysical Journal International*, Vol. **197**(1), p. 233–247. (Cité en pages 3, 96, 98 et 102)

Bergamo, P., Boiero, D., Socco, L. V., 2012. Retrieving 2D structures from surface-wave data by means of space-varying spatial windowing. *Geophysics*, Vol. **77**(4), p. EN39–EN51. (Cité en pages 2, 41, 60, 98 et 122)

Bergamo, P., Socco, L. V., 2014. Detection of sharp lateral discontinuities through the analysis of surface-wave propagation. *Geophysics*, Vol. **79**(4), p. EN77–EN90. (Cité en page 123)

Berryman, J. G., 1980. Long-wavelength propagation in composite elastic media I. Spherical inclusions. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. **68**(6), p. 1809–1819. (Cité en page 14)

Berryman, J. G., 1995. Mixture theories for rock properties. *Dans : A handbook of physical constants*. American Geophysical Union, p. 205–228. (Cité en page 14)

Berryman, J. G., 1999. Origin of Gassmann's equations. *Geophysics*, Vol. **64**(5), p. 1627–1629. (Cité en pages 2, 60 et 82)

Bevington, P. R., Robinson, D. K., 2002. *Data reduction and error analysis for the physical sciences*, 3e Édition. McGraw-Hill Education. (Cité en page 39)

Biot, M. A., 1956a. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. I. Low-frequency range. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. **28**(2), p. 168–178. (Cité en pages 2, 14, 60 et 82)

Biot, M. A., 1956b. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. II. Higher frequency range. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. **28**(2), p. 179–191. (Cité en pages 2, 14, 60 et 82)

Bishop, A. W., 1959. The principle of effective stress. *Teknisk Ukeblad*, Vol. **106**(39), p. 859–863. (Cité en pages 3, 99 et 126)

Bocquet, L., Charlaix, E., Ciliberto, S., Crassous, J., 1998. Moisture-induced ageing in granular media and the kinetics of capillary condensation. *Nature*, Vol. **396**(6713), p. 735–737. (Cité en page 105)

Bodet, L., 2005. *Limites théoriques et expérimentales de l'interprétation de la dispersion des ondes de Rayleigh : apport de la modélisation numérique et physique*. Thèse de doctorat, École Centrale de Nantes et Université de Nantes, Nantes, France. (Cité en pages 2, 11, 40, 46, 69, 91 et xi)

Bodet, L., Abraham, O., Clorennec, D., 2009. Near-offset effects on Rayleigh-wave dispersion measurements: Physical modeling. *Journal of Applied Geophysics*, Vol. **68**(1), p. 95–103. (Cité en pages 2, 3, 36, 40, 46, 50, 60, 69, 91 et 98)

Bodet, L., Dhemaied, A., Martin, R., Mourgues, R., Rejiba, F., Tournat, V., 2014. Small-scale physical modeling of seismic-wave propagation using unconsolidated granular media. *Geophysics*, Vol. **79**(6), p. T323–T339. (Cité en pages 3, 98, 99, 100, 102, 105, 106, 109, 118, 119 et 126)

Bodet, L., Dhemaied, A., Mourgues, R., Tournat, V., Rejiba, F., 2011. Laser-Doppler acoustic probing of granular media with in-depth property gradient and varying pore pressures. *Dans : International Congress on Ultrasonics*. AIP, Gdańsk, Pologne. (Cité en page 100)

Bodet, L., Jacob, X., Tournat, V., Mourgues, R., Gusev, V. E., 2010. Elasticity profile of an unconsolidated granular medium inferred from guided waves: Toward acoustic monitoring of analogue models. *Tectonophysics*, Vol. **496**(1–4), p. 99–104. (Cité en pages 3, 98, 99, 102, 105, 106, 109, 118 et 119)

Bodet, L., van Wijk, K., Bitri, A., Abraham, O., Côte, P., Grandjean, G., Leparoux, D., 2005. Surface-wave inversion limitations from laser-Doppler physical modeling. *Journal of Environmental and Engineering Geophysics*, Vol. **10**(2), p. 151–162. (Cité en pages 2, 3, 45, 50, 60, 71, 91, 98 et 123)

Bohlen, T., Kugler, S., Klein, G., Theilen, F., 2004. 1.5D inversion of lateral variation of Scholte-wave dispersion. *Geophysics*, Vol. **69**(2), p. 330–344. (Cité en pages 2, 9, 41 et 60)

Boiero, D., Socco, L. V., 2010. Retrieving lateral variations from surface wave dispersion curves. *Geophysical Prospecting*, Vol. **58**(6), p. 977–996. (Cité en pages 2, 41, 45, 60 et 123)

Boiero, D., Socco, L. V., 2011. The meaning of surface wave dispersion curves in weakly laterally varying structures. *Near Surface Geophysics*, Vol. **9**(6), p. 561–570. (Cité en pages 2, 41 et 122)

Boiero, D., Socco, L. V., 2014. Joint inversion of Rayleigh-wave dispersion and P-wave refraction data for laterally varying layered models. *Geophysics*, Vol. **79**(4), p. EN49–EN59. (Cité en page 125)

Boiero, D., Socco, L. V., Stocco, S., Wisén, R., 2013a. Bedrock mapping in shallow environments using surface-wave analysis. *The Leading Edge*, Vol. **32**(6), p. 664–672. (Cité en page 71)

Boiero, D., Strobbia, C., Zarkhidze, A., Wiarda, E., Vermeer, P., 2014. Near-surface modelling from surface and guided waves and its applications. *Dans : 76th EAGE Conference and Exhibition - Surface Wave Analysis Workshop*. EAGE, Amsterdam, Pays-Bas. (Cité en page 125)

Boiero, D., Wiarda, E., Vermeer, P., 2013b. Surface- and guided-wave inversion for near-surface modeling in land and shallow marine seismic data. *The Leading Edge*, Vol. **32**(6), p. 638–646. (Cité en pages 77, 91 et 125)

Bolt, B. A., 1976. *Nuclear explosions and earthquakes: The parted veil*. W.H. Freeman & Co Ltd. (Cité en pages 6 et xi)

Bonneau, L., Andreotti, B., Clément, E., 2008. Evidence of Rayleigh-Hertz surface waves and shear stiffness anomaly in granular media. *Physical Review Letters*, Vol. **101**(11), p. 118001. (Cité en page 106)

Bonnefoy-Claudet, S., Cornou, C., Bard, P.-Y., Cotton, F., Moczo, P., Kristek, J., Fäh, D., 2006. H/V ratio: a tool for site effects evaluation. Results from 1-D noise simulations. *Geophysical Journal International*, Vol. **167**(2), p. 827–837. (Cité en page 36)

Bourbié, T., Coussy, O., Zinszner, B., 1987. *Acoustics of porous media*. Technip. (Cité en pages 12 et xi)

Bradford, J. H., 2002. Depth characterization of shallow aquifers with seismic reflection, Part I—The failure of NMO velocity analysis and quantitative error prediction. *Geophysics*, Vol. **67**(1), p. 89–97. (Cité en pages 1 et 81)

Bradford, J. H., Sawyer, D. S., 2002. Depth characterization of shallow aquifers with seismic reflection, Part II—Prestack depth migration and field examples. *Geophysics*, Vol. **67**(1), p. 98–109. (Cité en pages 1 et 81)

Brandt, H., 1955. A study of the speed of sound in porous granular media. *Journal of Applied Mechanics*, Vol. **22**, p. 479–486. (Cité en page 14)

Bretaudeau, F., Brossier, R., Leparoux, D., Abraham, O., Virieux, J., 2013. 2D elastic full-waveform imaging of the near-surface: application to synthetic and physical modelling data sets. *Near Surface Geophysics*, Vol. **11**(3), p. 307–316. (Cité en page 1)

Bretaudeau, F., Leparoux, D., Durand, O., Abraham, O., 2011. Small-scale modeling of onshore seismic experiment: A tool to validate numerical modeling and seismic imaging methods. *Geophysics*, Vol. **76**(5), p. T101–T112. (Cité en pages 3 et 98)

Buddensiek, M.-L., 2009. *Seismic imaging of sandbox models*. Thèse de doctorat, Freie Universität Berlin, Berlin, Allemagne. (Cité en page 98)

Cadoret, T., Marion, D., Zinszner, B., 1995. Influence of frequency and fluid distribution on elastic wave velocities in partially saturated limestones. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, Vol. **100**(B6), p. 9789–9803. (Cité en page 12)

Cameron, A., Knapp, C., 2009. A new approach to predict hydrogeological parameters using shear waves from multichannel analysis of surface waves method. *Dans : Symposium on the Application of Geophysics to Engineering and Environmental Problems*. EEGS, Fort Worth, Texas, États-Unis. (Cité en pages 3 et 82)

Campbell, R. B., Bower, C. A., Richards, L. A., 1949. Change of electrical conductivity with temperature and the relation of osmotic pressure to electrical conductivity and ion concentration for soil extracts. *Soil Science Society of America Journal*, Vol. **13**, p. 66–69. (Cité en page 84)

Campman, X., van Wijk, K., Riyanti, C. D., Scales, J. A., Herman, G., 2004. Imaging scattered seismic surface waves. *Near Surface Geophysics*, Vol. **2**(4), p. 223–230. (Cité en pages 3 et 98)

Campman, X., van Wijk, K., Scales, J. A., Herman, G., 2005. Imaging and suppressing near-receiver scattered surface waves. *Geophysics*, Vol. **70**(2), p. V21–V29. (Cité en pages 3 et 98)

Cardarelli, E., Cercato, M., De Donno, G., 2014. Characterization of an earth-filled dam through the combined use of electrical resistivity tomography, P- and SH-wave seismic tomography and surface wave data. *Journal of Applied Geophysics*, Vol. **106**, p. 87–95. (Cité en pages 60 et 123)

Carlson, R. L., Gangi, A. F., 1985. Effect of cracks on the pressure dependence of P wave velocities in crystalline rocks. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, Vol. **90**(B10), p. 8675–8684. (Cité en page 12)

Carrière, S. D., Chalikakis, K., Sénéchal, G., Danquigny, C., Emblanch, C., 2013. Combining electrical resistivity tomography and ground penetrating radar to study geological structuring of karst unsaturated zone. *Journal of Applied Geophysics*, Vol. **94**, p. 31–41. (Cité en page 126)

Castagna, J. P., Amato, M., Eastwood, R., 1985. Relationships between compressional-wave and shear-wave velocities in clastic silicate rocks. *Geophysics*, Vol. **50**(4), p. 571–581. (Cité en pages 2, 12 et 82)

Catchings, R. D., 1999. Regional Vp, Vs, Vp/Vs, and Poisson's ratios across earthquake source zones from Memphis, Tennessee, to St. Louis, Missouri. *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol. **89**(6), p. 1591–1605. (Cité en page 60)

Cattaneo, C., 1938. Sul contatto di due corpi elastici: distribuzione locale degli sforzi. *Rendiconti dell'Accademia Nazionale dei Lincei*, Vol. **27**(6), p. 342–348. (Cité en page 14)

Červený, V., Soares, J. E. P., 1992. Fresnel volume ray tracing. *Geophysics*, Vol. **57**(7), p. 902–915. (Cité en pages 25 et xii)

Chapman, C., 2004. *Fundamentals of seismic wave propagation*. Cambridge University Press. (Cité en page 5)

Chekroun, M., Le Marrec, L., Abraham, O., Durand, O., Villain, G., 2009. Analysis of coherent surface wave dispersion and attenuation for non-destructive testing of concrete. *Ultrasonics*, Vol. **49**(8), p. 743–751. (Cité en page 97)

Cho, G. C., Santamarina, J. C., 2001. Unsaturated particulate materials - particle-level studies. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, Vol. **127**(1), p. 84–96. (Cité en pages 13, 96, 99 et xi)

Culligan, E. M., Christenson, H. K., 2014. Cohesion of granular matter in subzero humidity. *The Journal of Physical Chemistry C*, Vol. **118**(29), p. 15929–15933. (Cité en page 105)

d'Acremont, E., Gutscher, M. A., Rabaute, A., Mercier de Lépinay, B., Lafosse, M., Poort, J., Ammar, A., Tahayt, A., Le Roy, P., Smit, J., Do Couto, D., Cancouët, R., Prunier, C., Ercilla, G., Gorini, C., 2014. High-resolution imagery of active faulting offshore Al Hoceima, Northern Morocco. *Tectonophysics*, Vol. **632**, p. 160–166. (Cité en page 126)

Dal Moro, G., Keller, L., 2013. Unambiguous determination of the Vs profile via joint analysis of multi-component active and passive seismic data. *Dans : Near Surface Geoscience 2013 – 19th European Meeting of Environmental and Engineering Geophysics*. EAGE, Bochum, Allemagne. (Cité en pages 1 et 82)

Danneels, G., Bourdeau, C., Torgoev, I., Havenith, H.-B., 2008. Geophysical investigation and dynamic modelling of unstable slopes: case-study of Kainama (Kyrgyzstan). *Geophysical Journal International*, Vol. **175**(1), p. 17–34. (Cité en page 95)

de Cacqueray, B., Roux, P., Campillo, M., Catheline, S., 2013. Tracking of velocity variations at depth in the presence of surface velocity fluctuations. *Geophysics*, Vol. **78**(1), p. U1–U8. (Cité en pages 3 et 98)

de Cacqueray, B., Roux, P., Campillo, M., Catheline, S., Boue, P., 2011. Elastic-wave identification and extraction through array processing: An experimental investigation at the laboratory scale. *Journal of Applied Geophysics*, Vol. **74**(2–3), p. 81–88. (Cité en pages 3 et 98)

Deans, S. R., 1983. *The Radon transform and some of its applications*. John Wiley & Sons. (Cité en page 38)

Devers, A., 2014. *Modélisation de la recharge à travers la zone non saturée du site d'exploitation de Kermadoye (Plœmeur, France)*. Mémoire de master 1, Université de Rennes I. (Cité en page 126)

Dhemaied, A., Cui, Y. J., Tang, A. M., Nebieridze, S., Terpereau, J. M., Leroux, P., 2014a. Effet de l'état hydrique sur la raideur mécanique. *Dans : GEORAIL 2014, 2e Symposium International en Géotechnique Ferroviaire*. Marne-la-Vallée, France. (Cité en page 96)

Dhemaied, A., Cui, Y. J., Tang, A. M., Nebieridze, S., Terpereau, J. M., Leroux, P., Bodet, L., Pasquet, S., 2014b. Caractérisation des sols prélevés in-situ. *Dans : GEORAIL 2014, 2e Symposium International en Géotechnique Ferroviaire*. Marne-la-Vallée, France. (Cité en pages 19 et 123)

Dhemaied, A., Rejiba, F., Camerlynck, C., Bodet, L., Guérin, R., 2011. Seismic-wave propagation modeling in viscoelastic media using the auxiliary differential equation method. *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol. **101**(1), p. 413–420. (Cité en page 42)

Di Giulio, G., Cornou, C., Ohrnberger, M., Wathelet, M., Rovelli, A., 2006. Deriving wavefield characteristics and shear-velocity profiles from two- dimensional small-aperture arrays analysis of ambient vibrations in a small-size alluvial basin, Colfiorito, Italy. *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol. **96**(5), p. 1915–1933. (Cité en page 36)

Di Giulio, G., Savvaidis, A., Ohrnberger, M., Wathelet, M., Cornou, C., Knapmeyer-Endrun, B., Renalier, F., Theodoulidis, N., Bard, P.-Y., 2012. Exploring the model space and ranking a best class of models in surface-wave dispersion inversion: Application at european strong-motion sites. *Geophysics*, Vol. **77**(3), p. B147–B166. (Cité en page 124)

Dobrin, M. B., 1988. *Introduction to geophysical prospecting*, 4e Édition. McGraw-Hill Education. (Cité en pages 23 et 88)

Domenico, S. N., 1974. Effect of water saturation on seismic reflectivity of sand reservoirs encased in shale. *Geophysics*, Vol. **39**(6), p. 759–769. (Cité en page 82)

Domenico, S. N., 1976. Effect of brine-gas mixture on velocity in an unconsolidated sand reservoir. *Geophysics*, Vol. **41**(5), p. 882–894. (Cité en page 12)

Domenico, S. N., 1977. Elastic properties of unconsolidated porous sand reservoirs. *Geophysics*, Vol. **42**(7), p. 1339–1368. (Cité en page 82)

Dunkin, J. W., 1965. Computation of modal solutions in layered, elastic media at high frequencies. *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol. **55**(2), p. 335–358. (Cité en page 43)

Duranteau, M., 2010. *Étude expérimentale de l'influence de l'interface entre zone saturée et zone non saturée en eau d'un milieu granulaire sur la propagation des ondes de surface*. Mémoire de master 2, Université du Maine. (Cité en page 98)

Dvorkin, J., 2008. Yet another Vs equation. *Geophysics*, Vol. **73**(2), p. E35–E39. (Cité en pages 13, 60 et 82)

Dvorkin, J., Berryman, J. G., Nur, A., 1999. Elastic moduli of cemented sphere packs. *Mechanics of Materials*, Vol. **31**(7), p. 461–469. (Cité en page 14)

Dvorkin, J., Mavko, G., Nur, A., 1991. The effect of cementation on the elastic properties of granular material. *Mechanics of Materials*, Vol. **12**(3–4), p. 207–217. (Cité en page 13)

Dvorkin, J., Nur, A., 1998. Acoustic signatures of patchy saturation. *International Journal of Solids and Structures*, Vol. **35**(34–35), p. 4803–4810. (Cité en page 82)

Dvorkin, J., Nur, A., Yin, H., 1994. Effective properties of cemented granular materials. *Mechanics of Materials*, Vol. **18**(4), p. 351–366. (Cité en page 13)

Dziewonski, A., Bloch, S., Landisman, M., 1969. A technique for the analysis of transient seismic signals. *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol. **59**(1), p. 427–444. (Cité en page 36)

Emerson, M., Foray, P., 2006. Laboratory P-wave measurements in dry and saturated sand. *Acta Geotechnica*, Vol. **1**(3), p. 167–177. (Cité en page 13)

Endrun, B., Meier, T., Lebedev, S., Bohnhoff, M., Stavrakakis, G., Harjes, H.-P., 2008. S velocity structure and radial anisotropy in the Aegean region from surface wave dispersion. *Geophysical Journal International*, Vol. **174**(2), p. 593–616. (Cité en pages 50, 73 et 92)

Ezersky, M. G., Bodet, L., Akawwi, E., Al-Zoubi, A. S., Camerlynck, C., Dhemaied, A., Galibert, P.-Y., 2013. Seismic surface-wave prospecting methods for sinkhole hazard assessment along the Dead Sea shoreline. *Journal of Environmental and Engineering Geophysics*, Vol. **18**(4), p. 233–253. (Cité en pages 69, 71 et 123)

Fabien-Ouellet, G., Fortier, R., 2014. Using all seismic arrivals in shallow seismic investigations. *Journal of Applied Geophysics*, Vol. **103**, p. 31–42. (Cité en pages 3, 60 et 82)

Flipo, N., Rejiba, F., Kurtulus, B., Tournebize, J., Tallec, G., Vilain, G., Garnier, J., Ansart, P., Lotteau, M., 2009. *Caractérisation des fonctionnements hydrologique et hydrogéologiques du bassin de l'Orgeval*. Rap. tech., PIREN Seine. (Cité en page 83)

Forbriger, T., 2003a. Inversion of shallow-seismic wavefields: I. Wavefield transformation. *Geophysical Journal International*, Vol. **153**(3), p. 719–734. (Cité en pages 46, 60 et 91)

Forbriger, T., 2003b. Inversion of shallow-seismic wavefields: II. Inferring subsurface properties from wavefield transforms. *Geophysical Journal International*, Vol. **153**(3), p. 735–752. (Cité en pages 2, 39, 46, 60 et 91)

Foti, S., 2000. *Multistation methods for geotechnical characterization using surface waves*. Thèse de doctorat, Politecnico di Torino, Turin, Italie. (Cité en pages 11 et 36)

Foti, S., Lancellotta, R., Lai, C. G., 2002. Porosity of fluid-saturated porous media from measured seismic wave velocities. *Géotechnique*, Vol. **52**(5), p. 359–373. (Cité en pages 82 et 94)

Fratta, D., Alshibli, K. A., Tanner, W., Roussel, L., 2005. Combined TDR and P-wave velocity measurements for the determination of in situ soil density—experimental study. *Geotechnical Testing Journal*, Vol. **28**(6), p. 12293. (Cité en pages 95, 99 et 113)

Fredlund, D. G., Morgenstern, N. R., Widger, R. A., 1978. The shear strength of unsaturated soils. *Canadian Geotechnical Journal*, Vol. **15**(3), p. 313–321. (Cité en page 99)

Fredlund, D. G., Rahardjo, H., 1993. *Soil mechanics for unsaturated soils*. John Wiley & Sons. (Cité en page 99)

Fu, D. T., Sullivan, E. C., Marfurt, K. J., 2006. Rock-property and seismic-attribute analysis of a chert reservoir in the Devonian Thirty-one Formation, West Texas, U.S.A. *Geophysics*, Vol. **71**(5), p. B151–B158. (Cité en page 60)

Gabriels, P., Snieder, R., Nolet, G., 1987. In situ measurements of shear-wave velocity in sediments with higher-mode Rayleigh waves. *Geophysical Prospecting*, Vol. **35**(2), p. 187–196. (Cité en pages 2, 37, 60, 82 et 123)

Gaines, D., Baker, G. S., Hubbard, S. S., Watson, D., Brooks, S., Jardine, P., 2010. Detecting perched water bodies using surface-seismic time-lapse traveltime tomography. *Dans : Advances in Near-surface Seismology and Ground-penetrating Radar*. Society of Exploration Geophysicists, American Geophysical Union, Environmental and Engineering Geophysical Society, p. 415–428. (Cité en pages 1 et 81)

Galibert, P.-Y., Valois, R., Mendes, M., Guérin, R., 2014. Seismic study of the low-permeability volume in southern France karst systems. *Geophysics*, Vol. **79**(1), p. EN1–EN13. (Cité en pages 1, 60 et 82)

Gardner, G. H., Gardner, L. W., Gregory, A. R., 1974. Formation velocity and density—the diagnostic basics for stratigraphic traps. *Geophysics*, Vol. **39**(6), p. 770–780. (Cité en page 13)

Gassmann, F., 1951a. Elastic waves through a packing of spheres. *Geophysics*, Vol. **16**(4), p. 673–685. (Cité en pages 14 et 98)

Gassmann, F., 1951b. Elasticity of porous media. *Vierteljahrsschrder Naturforschenden Gesellschaft*, Vol. **96**, p. 1–23. (Cité en pages 2 et 14)

Gautier, S., Latorre, D., Virieux, J., Deschamps, A., Skarpelos, C., Sotiriou, A., Serpetsidaki, A., Tselentis, A., 2006. A new passive tomography of the Aigion area (Gulf of Corinth, Greece) from the 2002 data set. *Pure and Applied Geophysics*, Vol. **163**(2-3), p. 431–453. (Cité en page 60)

Ghasemzadeh, H., Abounouri, A. A., 2012. Effect of subsurface hydrological properties on velocity and attenuation of compressional and shear wave in fluid-saturated viscoelastic porous media. *Journal of Hydrology*, Vol. **460–461**, p. 110–116. (Cité en pages 2 et 82)

Ghose, R., Carvalho, J., Loureiro, A., 2013. Signature of fault zone deformation in near-surface soil visible in shear wave seismic reflections. *Geophysical Research Letters*, Vol. **40**(6), p. 1074–1078. (Cité en page 82)

Gibson, B. S., Odegard, M. E., Sutton, G. H., 1979. Nonlinear least-squares inversion of traveltime data for a linear velocity-depth relationship. *Geophysics*, Vol. **44**(2), p. 185–194. (Cité en pages 32 et 67)

Godio, A., Strobbia, C., De Bacco, G., 2006. Geophysical characterisation of a rockslide in an alpine region. *Engineering Geology*, Vol. **83**(1–3), p. 273–286. (Cité en pages 1 et 60)

Grandjean, G., 2006. A seismic multi-approach method for characterizing contaminated sites. *Journal of Applied Geophysics*, Vol. **58**(2), p. 87–98. (Cité en page 3)

Grandjean, G., Bitri, A., 2006. 2M-SASW: Multifold multichannel seismic inversion of local dispersion of Rayleigh waves in laterally heterogeneous subsurfaces: application to the Super-Sauze earthflow, France. *Near Surface Geophysics*, Vol. **4**(6), p. 367–375. (Cité en pages 2, 41 et 60)

Gregory, A. R., 1976. Fluid saturation effects on dynamic elastic properties of sedimentary rocks. *Geophysics*, Vol. **41**(5), p. 895–921. (Cité en pages 12 et 82)

Grelle, G., Guadagno, F. M., 2009. Seismic refraction methodology for groundwater level determination: "Water seismic index". *Journal of Applied Geophysics*, Vol. **68**(3), p. 301–320. (Cité en pages 2, 60 et 82)

Groos, L., Schäfer, M., Butzer, S., Forbriger, T., Bohlen, T., 2014. Challenges for 2-D elastic full waveform inversion of shallow-seismic Rayleigh waves. *Dans : 76th EAGE Conference and Exhibition - Surface Wave Analysis Workshop*. EAGE, Amsterdam, Pays-Bas. (Cité en page 122)

Guérin, R., 2005. Borehole and surface-based hydrogeophysics. *Hydrogeology Journal*, Vol. **13**(1), p. 251–254. (Cité en pages 1, 81 et 82)

Gusev, V. E., Aleshin, V., Tournat, V., 2006. Acoustic waves in an elastic channel near the free surface of granular media. *Physical Review Letters*, Vol. **96**(21), p. 214301. (Cité en page 102)

Guy, E. D., Nolen-Hoeksema, R. C., Daniels, J. J., Lefchik, T., 2003. High-resolution SH-wave seismic reflection investigations near a coal mine-related roadway collapse feature. *Journal of Applied Geophysics*, Vol. **54**(1–2), p. 51–70. (Cité en pages 17 et 82)

Haeni, F. P., 1986a. Application of continuous seismic reflection methods to hydrologic studies. *Ground Water*, Vol. **24**(1), p. 23–31. (Cité en pages 1 et 81)

Haeni, F. P., 1986b. Application of seismic refraction methods in groundwater modeling studies in New England. *Geophysics*, Vol. **51**(2), p. 236–249. (Cité en pages 2, 23 et 82)

Haeni, F. P., 1988. *Application of seismic-refraction techniques to hydrologic studies*. Rap. Tech. TWRI - 02-D2, United States Geological Survey. (Cité en pages 1, 2 et 82)

Hagedoorn, J. G., 1959. The plus-minus method of interpreting seismic refraction sections. *Geophysical Prospecting*, Vol. **7**(2), p. 158–182. (Cité en pages 23 et 24)

Haines, S. S., 2007. *A hammer-impact, aluminium, shear-wave seismic source*. Rap. Tech. OF 07-1406, United States Geological Survey. (Cité en pages 2, 17, 60 et 82)

Haines, S. S., Ellefsen, K. J., 2010. Shear-wave seismic reflection studies of unconsolidated sediments in the near surface. *Geophysics*, Vol. **75**(2), p. B59–B66. (Cité en page 82)

Haines, S. S., Pidlisecky, A., Knight, R., 2009. Hydrogeologic structure underlying a recharge pond delineated with shear-wave seismic reflection and cone penetrometer data. *Near Surface Geophysics*, Vol. **7**(5-6), p. 329–339. (Cité en pages 1 et 81)

Han, D.-h., Nur, A., Morgan, D., 1986. Effects of porosity and clay content on wave velocities in sandstones. *Geophysics*, Vol. **51**(11), p. 2093–2107. (Cité en pages 12 et 13)

Haney, M. M., Douma, H., 2012. Rayleigh-wave tomography at Coronation Field, Canada: The topography effect. *The Leading Edge*, Vol. **31**(1), p. 54–61. (Cité en page 71)

Hashin, Z., Shtrikman, S., 1962. On some variational principles in anisotropic and nonhomogeneous elasticity. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, Vol. **10**(4), p. 335–342. (Cité en page 14)

Hashin, Z., Shtrikman, S., 1963. A variational approach to the theory of the elastic behaviour of multiphase materials. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, Vol. **11**(2), p. 127–140. (Cité en page 14)

Haskell, N. A., 1953. The dispersion of surface waves on multilayered media. *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol. **43**(1), p. 17–34. (Cité en pages 42, 43, 71 et 91)

Hayashi, K., Suzuki, H., 2004. CMP cross-correlation analysis of multi-channel surface-wave data. *Exploration Geophysics*, Vol. **35**(1), p. 7–13. (Cité en pages 2, 41 et 60)

Heitor, A., Indraratna, B., Rujikiatkamjorn, C., Golaszewski, R., 2012. Characterising compacted fills at Penrith Lakes development site using shear wave velocity and matric suction. *Dans : 11th Australia - New Zealand Conference on Geomechanics: Ground Engineering in a Changing World*. Melbourne, Australie. (Cité en pages 3, 60, 82 et 94)

Herrmann, R. B., 2013. Computer Programs in Seismology: An evolving tool for instruction and research. *Seismological Research Letters*, Vol. **84**(6), p. 1081–1088. (Cité en page 42)

Herrmann, R. B., Russell, D. R., 1990. Ground roll: Rejection using adaptive phase-matched filters. *Geophysics*, Vol. **55**(6), p. 776–781. (Cité en page 35)

Hertz, H., 1882. Über die Berührung fester elastischer Körper. *Journal für die reine und angewandte Mathematik*, Vol. **92**, p. 156–171. (Cité en page 14)

Hévin, G., Abraham, O., Pedersen, H. A., Campillo, M., 1998. Characterisation of surface cracks with Rayleigh waves: a numerical model. *NDT & E International*, Vol. **31**(4), p. 289–297. (Cité en page 97)

Hibert, C., Grandjean, G., Bitri, A., Travelletti, J., Malet, J.-P., 2012. Characterizing landslides through geophysical data fusion: Example of the La Valette landslide (France). *Engineering Geology*, Vol. **128**, p. 23–29. (Cité en pages 1 et 60)

Holschneider, M., Diallo, M. S., Kulesh, M., Ohrnberger, M., Lück, E., Scherbaum, F., 2005. Characterization of dispersive surface waves using continuous wavelet transforms. *Geophysical Journal International*, Vol. **163**(2), p. 463–478. (Cité en page 36)

Hubbard, S. S., Linde, N., 2011. Hydrogeophysics. *Dans : Treatise on Water Science*. Elsevier, p. 401–434. (Cité en pages 1, 81 et 82)

Hunter, J. A., Benjumea, B., Harris, J. B., Miller, R. D., Pullan, S. E., Burns, R. A., Good, R. L., 2002. Surface and downhole shear wave seismic methods for thick soil site investigations. *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, Vol. **22**(9–12), p. 931–941. (Cité en pages 1 et 82)

Ikeda, T., Tsuji, T., Matsuoka, T., 2013. Window-controlled CMP crosscorrelation analysis for surface waves in laterally heterogeneous media. *Geophysics*, Vol. **78**(6), p. EN95–EN105. (Cité en page 41)

Ismail, A., Denny, F. B., Metwaly, M., 2014. Comparing continuous profiles from MASW and shear-wave reflection seismic methods. *Journal of Applied Geophysics*, Vol. **105**, p. 67–77. (Cité en pages 123 et 124)

Ivanov, J., Miller, R. D., Xia, J., Steeples, D. W., Park, C. B., 2006. Joint analysis of refractions with surface waves: An inverse solution to the refraction-traveltime problem. *Geophysics*, Vol. **71**(6), p. R131–R138. (Cité en page 61)

Jacob, X., Aleshin, V., Tournat, V., Leclaire, P., Lauriks, W., Gusev, V. E., 2008. Acoustic probing of the jamming transition in an unconsolidated granular medium. *Physical Review Letters*, Vol. **100**(15), p. 158003. (Cité en pages 102, 106, 109 et 119)

Jiménez-Martínez, J., Longuevergne, L., Le Borgne, T., Davy, P., Russian, A., Bour, O., 2013. Temporal and spatial scaling of hydraulic response to recharge in fractured aquifers: Insights from a frequency domain analysis. *Water Resources Research*, Vol. **49**(5), p. 3007–3023. (Cité en pages 61, 62, 126 et xiv)

Jones, R., 1958. In-situ measurement of the dynamic properties of soil by vibration methods. *Géotechnique*, Vol. **8**(1), p. 1–21. (Cité en page 35)

Jongmans, D., 1992. The application of seismic methods for dynamic characterization of soils in earthquake engineering. *Bulletin of the International Association of Engineering Geology*, Vol. **46**(1), p. 63–69. (Cité en pages 1 et 60)

Jongmans, D., Bièvre, G., Renalier, F., Schwartz, S., Beaurez, N., Orengo, Y., 2009. Geophysical investigation of a large landslide in glaciolacustrine clays in the Trièves area (French Alps). *Engineering Geology*, Vol. **109**(1–2), p. 45–56. (Cité en pages 1, 60, 69 et 90)

Jongmans, D., Demanet, D., 1993. The importance of surface waves in vibration study and the use of Rayleigh waves for estimating the dynamic characteristics of soils. *Engineering Geology*, Vol. **34**(1–2), p. 105–113. (Cité en pages 2, 60 et 82)

Juhlin, C., Palm, H., Müllern, C.-F., Wållberg, B., 2000. High-resolution reflection seismics applied to detection of groundwater resources in glacial deposits, Sweden. *Geophysical Research Letters*, Vol. **27**(11), p. 1575–1578. (Cité en pages 1 et 81)

Julià, J., Mejía, J., 2004. Thickness and Vp/Vs ratio variation in the Iberian crust. *Geophysical Journal International*, Vol. **156**(1), p. 59–72. (Cité en page 60)

Kaiser, A. E., Green, A. G., Campbell, F. M., Horstmeyer, H., Manukyan, E., Langridge, R. M., McClymont, A. F., Mancktelow, N., Finnemore, M., Nobes, D. C., 2009. Ultrahigh-resolution seismic reflection imaging of the Alpine Fault, New Zealand. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, Vol. **114**(B11), p. B11306. (Cité en pages 1, 17 et 81)

Kennett, B. L. N., 1974. Reflections, rays, and reverberations. *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol. **64**(6), p. 1685–1696. (Cité en page 42)

Khalili, N., Geiser, F., Blight, G., 2004. Effective stress in unsaturated soils: review with new evidence. *International Journal of Geomechanics*, Vol. **4**(2), p. 115–126. (Cité en pages 3 et 126)

King, M. S., 1966. Wave velocities in rocks as a function of change in overburden pressure and pore fluid saturants. *Geophysics*, Vol. **31**(1), p. 50–73. (Cité en pages 12 et 82)

Konstantaki, L. A., Carpentier, S. F. A., Garofalo, F., Bergamo, P., Socco, L. V., 2013. Determining hydrological and soil mechanical parameters from multichannel surface-wave analysis across the Alpine Fault at Inchbonnie, New Zealand. *Near Surface Geophysics*, Vol. **11**(4), p. 435–448. (Cité en pages 3, 60, 61 et 82)

Krawczyk, C. M., Buddensiek, M.-L., Oncken, O., Kukowski, N., 2013. Seismic imaging of sandbox experiments - laboratory hardware setup and first reflection seismic sections. *Solid Earth*, Vol. **4**(1), p. 93–104. (Cité en page 98)

Kritski, A., Vincent, A., Yuen, D., Carlsen, T., 2006. Adaptive wavelets for analyzing dispersive seismic waves. *Geophysics*, Vol. **72**(1), p. V1–V11. (Cité en page 36)

Kummeneje, O., 1969. *Grunnundersokelse for deler av omradet Dragvold - Stokkan*. Rap. Tech. o.326-2, Universitet i Trondheim. (Cité en page 15)

Kurtulus, B., Flipo, N., 2012. Hydraulic head interpolation using anfis—model selection and sensitivity analysis. *Computers & Geosciences*, Vol. **38**(1), p. 43–51. (Cité en page 83)

Kurtulus, B., Flipo, N., Goblet, P., Vilain, G., Tournebize, J., Tallec, G., 2011. Hydraulic head interpolation in an aquifer unit using ANFIS and ordinary kriging. *Studies in Computational Intelligence*, Vol. **343**, p. 265–276. (Cité en page 83)

Kuster, G. T., Toksöz, M. N., 1974a. Velocity and attenuation of seismic waves in two-phase media: Part I. theoretical formulations. *Geophysics*, Vol. **39**(5), p. 587–606. (Cité en page 14)

Kuster, G. T., Toksöz, M. N., 1974b. Velocity and attenuation of seismic waves in two-phase media: Part II. experimental results. *Geophysics*, Vol. **39**(5), p. 607–618. (Cité en page 14)

Lagabrielle, R., 1986. *Nouvelles applications de méthodes géophysiques à la reconnaissance en génie civil*. Rapport des laboratoires, LCPC. (Cité en page 40)

Lagarde, J., Abraham, O., Laguerre, L., Côte, P., Piguet, J.-P., Balland, C., Armand, G., 2006. Use of surface waves and seismic refraction for the inspection of circular concrete structures. *Cement and Concrete Composites*, Vol. **28**(4), p. 337–348. (Cité en page 97)

Lai, C. G., Rix, G. J., 1998. *Simultaneous inversion of Rayleigh phase velocity and attenuation for near-surface site characterization*. Rap. Tech. GIT-CEE/GEO-98-2, Georgia Institute of Technology. (Cité en page 60)

Lanz, E., Maurer, H., Green, A. G., 1998. Refraction tomography over a buried waste disposal site. *Geophysics*, Vol. **63**(4), p. 1414–1433. (Cité en page 1)

Latorre, D., Virieux, J., Monfret, T., Monteiller, V., Vanorio, T., Got, J.-L., Lyon-Caen, H., 2004. A new seismic tomography of Aigion area (Gulf of Corinth, Greece) from the 1991 data set. *Geophysical Journal International*, Vol. **159**(3), p. 1013–1031. (Cité en page 60)

Le Borgne, T., Bour, O., Paillet, F. L., Caudal, J.-P., 2006a. Assessment of preferential flow path connectivity and hydraulic properties at single-borehole and cross-borehole scales in a fractured aquifer. *Journal of Hydrology*, Vol. **328**(1–2), p. 347–359. (Cité en page 61)

Le Borgne, T., Bour, O., Riley, M. S., Gouze, P., Pezard, P. A., Belghoul, A., Lods, G., Le Provost, R., Greswell, R. B., Ellis, P. A., Isakov, E., Last, B. J., 2007. Comparison of alternative methodologies for identifying and characterizing preferential flow paths in heterogeneous aquifers. *Journal of Hydrology*, Vol. **345**(3–4), p. 134–148. (Cité en page 61)

Le Borgne, T., Paillet, F. L., Bour, O., Caudal, J.-P., 2006b. Cross-borehole flowmeter tests for transient heads in heterogeneous aquifers. *Ground water*, Vol. **44**(3), p. 444–452. (Cité en page 61)

Lecomte, I., Gjøystdal, H., Dahle, A., Pedersen, O. C., 2000. Improving modelling and inversion in refraction seismics with a first-order Eikonal solver. *Geophysical Prospecting*, Vol. **48**(3), p. 437–454. (Cité en page 26)

Lee, M. W., 2002. Modified Biot-Gassmann theory for calculating elastic velocities for unconsolidated and consolidated sediments. *Marine Geophysical Researches*, Vol. **23**(5-6), p. 403–412. (Cité en pages 14, 60 et 82)

Lees, J. M., Wu, H., 2000. Poisson's ratio and porosity at Coso geothermal area, California. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, Vol. **95**(1–4), p. 157–173. (Cité en page 60)

Lehmann, B., 2007. *Seismic traveltime tomography for engineering and exploration applications*. EAGE publications. (Cité en page 25)

L'Heureux, J.-S., Eilertsen, R. S., Glimsdal, S., Issler, D., Solberg, I.-L., Harbitz, C. B., 2012. The 1978 quick clay landslide at Rissa, Mid Norway: subaqueous morphology and tsunami simulations. *Dans : Submarine mass movements and their consequences*. Springer, p. 507–516. (Cité en page 14)

Liberty, L. M., Clement, W. P., Knoll, M. D., 1999. Surface and borehole seismic characterization of the boise hydrogeophysical research site. *Dans : Symposium on the Application of Geophysics to Engineering and Environmental Problems*. EEGS, Oakland, Californie, États-Unis. (Cité en pages 1 et 82)

Loke, M. H., Barker, R. D., 1996. Rapid least-squares inversion of apparent resistivity pseudosections by a quasi-Newton method. *Geophysical Prospecting*, Vol. **44**(1), p. 131–152. (Cité en pages 62 et 84)

Lomax, A., Snieder, R., 1994. Finding sets of acceptable solutions with a genetic algorithm with application to surface wave group dispersion in Europe. *Geophysical Research Letters*, Vol. **21**(24), p. 2617–2620. (Cité en page 42)

Long, L., Toteva, T., 2002. Differential surface-wave interpretation of temporal changes in velocity. *Dans : SEG 72nd annual meeting*. Society of Exploration Geophysicists, Salt Lake City, Utah, États-Unis. (Cité en page 11)

Lopes, I., Deidda, G. P., Mendes, M., Strobbia, C., Santos, J., 2013. Contribution of in situ geophysical methods for the definition of the São Sebastião crater model (Azores). *Journal of Applied Geophysics*, Vol. **98**, p. 265–279. (Cité en page 123)

Lorenzo, J. M., Smolkin, D. E., White, C., Chollett, S. R., Sun, T., 2013. Benchmark hydrogeophysical data from a physical seismic model. *Computers & Geosciences*, Vol. **50**, p. 44–51. (Cité en pages 3, 95, 96 et 97)

Lu, L., Chekroun, M., Abraham, O., Maupin, V., Villain, G., 2011. Mechanical properties estimation of functionally graded materials using surface waves recorded with a laser interferometer. *NDT & E International*, Vol. **44**(2), p. 169–177. (Cité en pages 3 et 98)

Lu, N., Likos, W. J., 2004. *Unsaturated soil mechanics*. John Wiley & Sons. (Cité en pages 96 et 99)

Lu, Z., 2014. Feasibility of using a seismic surface wave method to study seasonal and weather effects on shallow surface soils. *Journal of Environmental and Engineering Geophysics*, Vol. **19**(2), p. 71–85. (Cité en page 126)

Lu, Z., Sabatier, J. M., 2009. Effects of soil water potential and moisture content on sound speed. *Soil Science Society of America Journal*, Vol. **73**(5), p. 1614–1625. (Cité en page 95)

Luo, Y., Xia, J., Liu, J., Xu, Y., Liu, Q., 2008. Generation of a pseudo-2D shear-wave velocity section by inversion of a series of 1D dispersion curves. *Journal of Applied Geophysics*, Vol. **64**(3–4), p. 115–124. (Cité en pages 2 et 60)

Maillot, B., 2013. A sedimentation device to produce uniform sand packs. *Tectonophysics*, Vol. **593**, p. 85–94. (Cité en page 99)

Maraschini, M., Ernst, F., Foti, S., Socco, L. V., 2010. A new misfit function for multimodal inversion of surface waves. *Geophysics*, Vol. **75**(4), p. G31–G43. (Cité en pages 77, 91 et 124)

Mari, J.-L., Glangeaud, F., Coppens, F., 2001a. *Traitement du signal pour géologues et géophysiciens T1 : prospection sismique*. Technip. (Cité en pages 9, 16, 23 et 37)

Mari, J.-L., Glangeaud, F., Coppens, F., 2001b. *Traitement du signal pour geologues et geophysiciens T2 : techniques de base*. Technip. (Cité en pages 37 et 38)

Martínez, M. D., Lana, X., Olarte, J., Badal, J., Canas, J. A., 2000. Inversion of Rayleigh wave phase and group velocities by simulated annealing. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, Vol. **122**(1–2), p. 3–17. (Cité en page 42)

Masoni, I., Zhou, W., Brossier, R., Métivier, L., Operto, S., Virieux, J., 2014. Near-surface full waveform inversion using surface waves and reflected waves. *Dans : 76th EAGE Conference and Exhibition - Surface Wave Analysis Workshop*. EAGE, Amsterdam, Pays-Bas. (Cité en pages 3 et 122)

McClymont, A. F., Roy, J. W., Hayashi, M., Bentley, L. R., Maurer, H., Langston, G., 2011. Investigating groundwater flow paths within proglacial moraine using multiple geophysical methods. *Journal of Hydrology*, Vol. **399**(1–2), p. 57–69. (Cité en pages 1 et 81)

McEvilly, T. V., 1964. Central U.S. crust—Upper mantle structure from Love and Rayleigh wave phase velocity inversion. *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol. **54**(6A), p. 1997–2015. (Cité en page 124)

McMechan, G. A., Yedlin, M. J., 1981. Analysis of dispersive waves by wave field transformation. *Geophysics*, Vol. **46**(6), p. 869–874. (Cité en page 38)

McNeill, J., 1980. *Electromagnetic terrain conductivity measurement at low induction numbers*. Rap. Tech. TN-6, Geonics Limited. (Cité en page 62)

Michot, D., Benderitter, Y., Dorigny, A., Nicoullaud, B., King, D., Tabbagh, A., 2003. Spatial and temporal monitoring of soil water content with an irrigated corn crop cover using surface electrical resistivity tomography. *Water Resources Research*, Vol. **39**(5), p. 1138. (Cité en pages 1 et 81)

Miller, G. F., Pursey, H., 1955. On the partition of energy between elastic waves in a semi-infinite solid. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, Vol. **233**(1192), p. 55–69. (Cité en pages 9 et 37)

Miller, R. D., Xia, J., Park, C. B., Ivanov, J., 1999. Multichannel analysis of surface waves to map bedrock. *The Leading Edge*, Vol. **18**(12), p. 1392–1396. (Cité en page 41)

Milsom, J., Eriksen, A., 2011. *Field geophysics*, 4^{e} Édition. John Wiley & Sons. (Cité en pages 9, 16, 18, 23 et xi)

Mindlin, R. D., 1949. Compliance of elastic bodies in contact. *Journal of Applied Mechanics*, Vol. **16**, p. 259–268. (Cité en page 14)

Mitchell, B. J., 1984. On the inversion of Love- and Rayleigh-wave dispersion and implications for Earth structure and anisotropy. *Geophysical Journal International*, Vol. **76**(1), p. 233–241. (Cité en page 124)

Mokhtar, T. A., Herrmann, R. B., Russell, D. R., 1988. Seismic velocity and Q model for the shallow structure of the Arabian Shield from short-period Rayleigh waves. *Geophysics*, Vol. **53**(11), p. 1379–1387. (Cité en pages 38, 69 et 90)

Moos, D., Zoback, M. D., 1983. In situ studies of velocity in fractured crystalline rocks. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, Vol. **88**(B3), p. 2345–2358. (Cité en page 12)

Mosegaard, K., Tarantola, A., 1995. Monte Carlo sampling of solutions to inverse problems. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, Vol. **100**(B7), p. 12431–12447. (Cité en page 42)

Mota, R., Monteiro Santos, F. A., 2010. 2D sections of porosity and water saturation from integrated resistivity and seismic surveys. *Near Surface Geophysics*, Vol. **8**(6), p. 575–584. (Cité en pages 2, 60 et 82)

Mouhri, A., Flipo, N., Rejiba, F., de Fouquet, C., Bodet, L., Kurtulus, B., Tallec, G., Durand, V., Jost, A., Ansart, P., Goblet, P., 2013. Designing a multi-scale sampling system of stream–aquifer interfaces in a sedimentary basin. *Journal of Hydrology*, Vol. **504**, p. 194–206. (Cité en pages 1, 81 et 83)

Mouton, E., 2000. *Détection des instabilités des sédiments marins par des « précurseurs acoustiques »*. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, Villeurbanne, France. (Cité en page 9)

Murillo, C., Thorel, L., Caicedo, B., 2009. Ground vibration isolation with geofoam barriers: Centrifuge modeling. *Geotextiles and Geomembranes*, Vol. **27**(6), p. 423–434. (Cité en pages 97 et 99)

Murphy, W. F., 1982. Effects of partial water saturation on attenuation in Massilon sandstone and Vycor porous glass. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. **71**(6), p. 1458–1468. (Cité en pages 12, 60 et 82)

Nagai, K., O'Neill, A., Sanada, Y., Ashida, Y., 2005. Genetic algorithm inversion of Rayleigh wave dispersion from CMPCC gathers over a shallow fault model. *Journal of Environmental and Engineering Geophysics*, Vol. **10**(3), p. 275–286. (Cité en page 42)

Nakajima, J., Matsuzawa, T., Hasegawa, A., Zhao, D., 2001. Three-dimensional structure of Vp, Vs, and Vp/Vs beneath northeastern Japan: Implications for arc magmatism and fluids. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, Vol. **106**(B10), p. 21843–21857. (Cité en page 60)

Neducza, B., 2007. Stacking of surface waves. *Geophysics*, Vol. **72**(2), p. 51–58. (Cité en pages 2, 41 et 60)

Nicholson, C., Simpson, D. W., 1985. Changes in Vp/Vs with depth: Implications for appropriate velocity models, improved earthquake locations, and material properties of the upper crust. *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol. **75**(4), p. 1105–1123. (Cité en page 60)

Nishizawa, O., Satoh, T., Lei, X., Kuwahara, Y., 1997. Laboratory studies of seismic wave propagation in inhomogeneous media using a laser doppler vibrometer. *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol. **87**(4), p. 809–823. (Cité en pages 3 et 98)

Noborio, K., 2001. Measurement of soil water content and electrical conductivity by time domain reflectometry: a review. *Computers and Electronics in Agriculture*, Vol. **31**(3), p. 213–237. (Cité en page 105)

Nowack, R. L., Li, C., 2009. Seismic tomography. *Dans : Handbook of Signal Processing in Acoustics*. Springer, p. 1635–1653. (Cité en page 25)

Nur, A., Simmons, G., 1969. The effect of saturation on velocity in low porosity rocks. *Earth and Planetary Science Letters*, Vol. **7**(2), p. 183–193. (Cité en pages 12 et 82)

Oke, T. R., 1987. *Boundary layer climates*. Taylor & Francis. (Cité en page 84)

Olona, J., Pulgar, J., Fernández-Viejo, G., López-Fernández, C., González-Cortina, J., 2010. Weathering variations in a granitic massif and related geotechnical properties through seismic and electrical resistivity methods. *Near Surface Geophysics*, Vol. **8**(6), p. 585–599. (Cité en pages 1 et 60)

O'Neill, A., 2003. *Full-waveform reflectivity for modelling, inversion and appraisal of seismic surface wave dispersion in shallow site investigations*. Thèse de doctorat, University of Western Australia, Perth, Australie. (Cité en pages 2, 36, 37, 39, 40, 50, 60, 69, 70, 71, 91, 123, xii et xvi)

O'Neill, A., Dentith, M., List, R., 2003. Full-waveform P-SV reflectivity inversion of surface waves for shallow engineering applications. *Exploration Geophysics*, Vol. **34**(3), p. 158–173. (Cité en pages 2, 41, 42, 43, 60, 69, 90, 122 et 124)

O'Neill, A., Matsuoka, T., 2005. Dominant higher surface-wave modes and possible inversion pitfalls. *Journal of Environmental and Engineering Geophysics*, Vol. **10**(2), p. 185–201. (Cité en pages 2, 11, 40, 46, 60, 91, 94 et 123)

Othman, A. A. A., 2005. Construed geotechnical characteristics of foundation beds by seismic measurements. *Journal of Geophysics and Engineering*, Vol. **2**(2), p. 126–138. (Cité en pages 2 et 60)

Paillet, F. L., 1995. Integrating surface geophysics, well logs and hydraulic test data in the characterization of heterogeneous aquifers. *Journal of Environmental and Engineering Geophysics*, Vol. **1**(1), p. 1–13. (Cité en pages 1, 2 et 82)

Palmer, D., 1981. An introduction to the generalized reciprocal method of seismic refraction interpretation. *Geophysics*, Vol. **46**(11), p. 1508–1518. (Cité en pages 23 et 24)

Palmer, D., 1990. The generalized reciprocal method - An integrated approach to shallow refraction seismology. *Exploration Geophysics*, Vol. **21**(2), p. 33–44. (Cité en pages 23 et 24)

Park, C. B., Miller, R. D., Xia, J., 1999. Multichannel analysis of surface waves. *Geophysics*, Vol. **64**(3), p. 800–808. (Cité en pages 2, 40, 60 et 82)

Park, C. B., Rydén, N., Westerhoff, R., Miller, R. D., 2002. Lamb waves observed during MASW surveys. *Dans : SEG 72nd annual meeting*. Society of Exploration Geophysicists, Salt Lake City, Utah, États-Unis. (Cité en page 9)

Parker, E. H., Hawman, R. B., 2012. Multi-channel Analysis of Surface Waves (MASW) in karst terrain, southwest Georgia: Implications for detecting anomalous features and fracture zones. *Journal of Environmental and Engineering Geophysics*, Vol. **17**(3), p. 129–150. (Cité en page 123)

Parra, J. O., Hackert, C. L., Bennett, M. W., 2006. Permeability and porosity images based on P-wave surface seismic data: Application to a south Florida aquifer. *Water Resources Research*, Vol. **42**(2), p. W02415. (Cité en page 1)

Pasquet, S., Bodet, L., Dhemaied, A., Flipo, N., Guérin, R., Mouhri, A., Rejiba, F., Vitale, Q., 2013. Seismic velocities to characterize the soil-aquifer continuum on the Orgeval experimental basin (France). *Dans : AGU Fall Meeting*. AGU, San Francisco, Californie, États-Unis. (Cité en pages 60, 61 et 64)

Pasquet, S., Bodet, L., Dhemaied, A., Mouhri, A., Vitale, Q., Rejiba, F., Flipo, N., Guérin, R., révisions mineures requises-a. Detecting different water table levels in a shallow aquifer with combined P-, surface and SH-wave surveys: insights from Vp/Vs or Poisson's ratios. *Journal of Applied Geophysics*. (Cité en pages 60, 61, 64, 79, 124 et 125)

Pasquet, S., Bodet, L., Longuevergne, L., Dhemaied, A., Camerlynck, C., Rejiba, F., Guérin, R., révisions mineures requises-b. 2D characterisation of near-surface Vp/Vs: surface-wave dispersion inversion versus refraction tomography. *Near Surface Geophysics*. (Cité en pages 57, 123, 124 et 125)

Pasquet, S., Bodet, L., Longuevergne, L., Dhemaied, A., Rejiba, F., Camerlynck, C., Guérin, R., 2012. Surface-wave dispersion stacking on a granite-micaschists contact at Plœmeur hydrological observatory, France. *Dans : Near Surface Geoscience 2012 – 18th European Meeting of Environmental and Engineering Geophysics*. EAGE, Paris, France. (Cité en pages 69 et 123)

Pasquet, S., Sauvin, G., Andriamboavonjy, M. R., Bodet, L., Lecomte, I., Guérin, R., 2014. Surface-wave dispersion inversion versus SH-wave refraction tomography in saturated and poorly dispersive quick clays. *Dans : Near Surface Geoscience 2014 – 20th European Meeting of Environmental and Engineering Geophysics*. EAGE, Athènes, Grèce. (Cité en page 82)

Paulsson, B., Karrenbach, M., Milligan, P., Goertz, A., Hardin, A., 2004. High resolution 3D seismic imaging using 3C data from large downhole seismic arrays. *First Break*, Vol. **22**(10), p. 73–83. (Cité en page 16)

Pérez Solano, C. A., 2013. *Two-dimensional near-surface seismic imaging with surface waves: alternative methodology for waveform inversion*. Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure des Mines de Paris, Paris, France. (Cité en pages 69 et 122)

Pérez Solano, C. A., Donno, D., Chauris, H., Deidda, G. P., 2014. Surface wave analysis - Challenges for application on an ultra-shallow structure characterisation. *Dans : 76th EAGE Conference and Exhibition - Surface Wave Analysis Workshop*. EAGE, Amsterdam, Pays-Bas. (Cité en pages 69 et 122)

Piatti, C., Socco, L. V., Boiero, D., Foti, S., 2013. Constrained 1D joint inversion of seismic surface waves and P-refraction traveltimes. *Geophysical Prospecting*, Vol. **61**(1), p. 77–93. (Cité en page 77)

Polom, U., Hansen, L., Sauvin, G., L'Heureux, J.-S., Lecomte, I., Krawczyk, C. M., Vanneste, M., Longva, O., 2010. High-resolution SH-wave seismic reflection for characterization of onshore ground conditions in the Trondheim Harbor, Central Norway. *Dans : Advances in Near-surface Seismology and Ground-penetrating Radar*. Society of Exploration Geophysicists, American Geophysical Union, Environmental and Engineering Geophysical Society, p. 297–312. (Cité en page 17)

Powell, C. A., Withers, M. M., Cox, R. T., Vlahovic, G., Arroucau, P., 2014. Crustal velocity structure associated with the eastern Tennessee seismic zone: Vp and Vs images based upon local earthquake tomography. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, Vol. **119**(1), p. 464–489. (Cité en page 60)

Prasad, M., 2002. Acoustic measurements in unconsolidated sands at low effective pressure and overpressure detection. *Geophysics*, Vol. **67**(2), p. 405–412. (Cité en pages 2, 13, 60, 82 et 94)

Press, F., 1968. Earth models obtained by Monte Carlo inversion. *Journal of Geophysical Research*, Vol. **73**(16), p. 5223–5234. (Cité en page 35)

Pride, S. R., 2005. Relationships between seismic and hydrological properties. *Dans : Hydrogeophysics*. Springer, p. 253–290. (Cité en pages 1 et 82)

Raptakis, D., Chávez-García, F. J., Makra, K., Pitilakis, K., 2000. Site effects at Euroseistest—I. Determination of the valley structure and confrontation of observations with 1D analysis. *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, Vol. **19**(1), p. 1–22. (Cité en pages 1 et 60)

Rayleigh, L., 1885. On waves propagated along the plane surface of an elastic solid. *Proceedings of the London Mathematical Society*, Vol. **s1-17**(1), p. 4–11. (Cité en page 35)

Raymer, L. L., Hunt, E. R., Gardner, J. S., 1980. An improved sonic transit time-to-porosity transform. *Dans : 21st Annual Logging Symposium Transactions*. Society of Professional Well Log Analysts, Houston, Texas, États-Unis. (Cité en pages 12 et 13)

Rejiba, F., Sagnard, F., Schamper, C., 2011. Full-wave modeling of the time domain reflectometry signal in wetted sandy soils using a random microstructure discretization: Comparison with experiments. *Water Resources Research*, Vol. **47**(7), p. W07512. (Cité en page 105)

Renalier, F., Jongmans, D., Savvaidis, A., Wathelet, M., Endrun, B., Cornou, C., 2010. Influence of parameterization on inversion of surface wave dispersion curves and definition of an inversion strategy for sites with a strong contrast. *Geophysics*, Vol. **75**(6), p. B197–B209. (Cité en pages 71 et 91)

Reuss, A., 1929. Berechnung der Fließgrenze von Mischkristallen auf Grund der Plastizitätsbedingung für Einkristalle . *Journal of Applied Mathematics and Mechanics / Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, Vol. **9**(1), p. 49–58. (Cité en page 14)

Reyners, M., Eberhart-Phillips, D., Stuart, G., Nishimura, Y., 2006. Imaging subduction from the trench to 300 km depth beneath the central North Island, New Zealand, with Vp and Vp/Vs. *Geophysical Journal International*, Vol. **165**(2), p. 565–583. (Cité en page 60)

Richart, F. E., Hall, J. R., Woods, R. D., 1970. *Vibrations of soils and foundations*. Prentice-Hall. (Cité en pages 5, 10, 40 et xi)

Ritzwoller, M. H., Levshin, A. L., 1998. Eurasian surface wave tomography: Group velocities. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, Vol. **103**(B3), p. 4839–4878. (Cité en page 36)

Robinson, D. A., Jones, S. B., Wraith, J. M., Or, D., Friedman, S. P., 2003. A review of advances in dielectric and electrical conductivity measurement in soils using time domain reflectometry. *Vadose Zone Journal*, Vol. **2**(4), p. 444–475. (Cité en pages 99 et 105)

Rohdewald, S. R., 2011. Interpretation of first-arrival travel times with wavepath eikonal traveltime inversion and wavefront refraction method. *Dans : Symposium on the Application of Geophysics to Engineering and Environmental Problems*. EEGS, Charleston, Caroline du Sud, États-Unis. (Cité en pages 26 et 67)

Rojas, E., 2008. Vp-Vs ratio sensitivity to pressure, fluid, and lithology changes in tight gas sandstones. *First Break*, Vol. **26**(3), p. 83–86. (Cité en page 60)

Ruelleu, S., Moreau, F., Bour, O., Gapais, D., Martelet, G., 2010. Impact of gently dipping discontinuities on basement aquifer recharge: An example from Plœmeur (Brittany, France). *Journal of Applied Geophysics*, Vol. **70**(2), p. 161–168. (Cité en pages 61, 62 et xiv)

Ruiz, A., Nagy, P. B., 2004. Laser-ultrasonic surface wave dispersion measurements on surface-treated metals. *Ultrasonics*, Vol. **42**(1–9), p. 665–669. (Cité en pages 3 et 98)

Russel, D. R., 1987. *Multi-channel processing of dispersed surface waves*. Thèse de doctorat, Saint Louis University, Saint Louis, Missouri, États-Unis. (Cité en pages 2, 36, 38, 39, 60, 69 et 90)

Ryberg, T., Hole, J. A., Fuis, G. S., Rymer, M. J., Bleibinhaus, F., Stromeyer, D., Bauer, K., 2012. Tomographic Vp and Vs structure of the California Central Coast Ranges, in the vicinity of SAFOD, from controlled-source seismic data. *Geophysical Journal International*, Vol. **190**(3), p. 1341–1360. (Cité en page 60)

Rydén, N., Park, C. B., 2004. Surface waves in inversely dispersive media. *Near Surface Geophysics*, Vol. **2**(4), p. 187–197. (Cité en page 9)

Rydén, N., Park, C. B., Ulriksen, P., Miller, R. D., 2004. Multimodal approach to seismic pavement testing. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, Vol. **130**(6), p. 636–645. (Cité en page 19)

Rydén, N., Ulriksen, P., Park, C. B., Miller, R. D., Xia, J., Ivanov, J., 2001. High frequency MASW for non-destructive testing of pavements—Accelerometer approach. *Dans : Symposium on the Application of Geophysics to Engineering and Environmental Problems*. EEGS, Denver, Colorado, États-Unis. (Cité en page 9)

Sambridge, M., 1999a. Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm—I. Searching a parameter space. *Geophysical Journal International*, Vol. **138**(2), p. 479–494. (Cité en pages 42, 71, 91 et 123)

Sambridge, M., 1999b. Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm—II. Appraising the ensemble. *Geophysical Journal International*, Vol. **138**(3), p. 727–746. (Cité en page 42)

Sambridge, M., 2001. Finding acceptable models in nonlinear inverse problems using a neighbourhood algorithm. *Inverse Problems*, Vol. **17**(3), p. 387. (Cité en page 42)

Samyn, K., Bitri, A., Guérin, R., 2014. A new structural cooperative inversion approach applied to the tomography of DC resistivity and seismic traveltime. *Dans : Near Surface Geoscience 2014 – 20th European Meeting of Environmental and Engineering Geophysics*. EAGE, Athènes, Grèce. (Cité en page 126)

Sanders, C. O., Ponko, S. C., Nixon, L. D., Schwartz, E. A., 1995. Seismological evidence for magmatic and hydrothermal structure in Long Valley Caldera from local earthquake attenuation and velocity tomography. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, Vol. **100**(B5), p. 8311–8326. (Cité en page 60)

Santamarina, J. C., Rinaldi, V. A., Fratta, D., Klein, K. A., Wang, Y.-H., Cho, G. C., Cascante, G., 2005. A survey of elastic and electromagnetic properties of near-surface soils. *Dans : Near-Surface Geophysics*. Society of Exploration Geophysicists, p. 71–88. (Cité en page 13)

Satoh, T., Kawase, H., Iwata, T., Higashi, S., Sato, T., Irikura, K., Huang, H.-C., 2001a. S-wave velocity structure of the Taichung Basin, Taiwan, estimated from array and single-station records of microtremors. *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol. **91**(5), p. 1267–1282. (Cité en page 36)

Satoh, T., Kawase, H., Matsushima, S., 2001b. Estimation of S-wave velocity structures in and around the Sendai Basin, Japan, using array records of microtremors. *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol. **91**(2), p. 206–218. (Cité en page 36)

Sauvin, G., Lecomte, I., Bazin, S., Hansen, L., Vanneste, M., L'Heureux, J.-S., 2014. On the integrated use of geophysics for quick-clay mapping: The Hvittingfoss case study, Norway. *Journal of Applied Geophysics*, Vol. **106**, p. 1–13. (Cité en pages 1 et 15)

Sauvin, G., Lecomte, I., Bazin, S., L'Heureux, J.-S., Vanneste, M., Solberg, I.-L., Dalsegg, E., 2013. Towards geophysical and geotechnical integration for quick-clay mapping in Norway. *Near Surface Geophysics*, Vol. **11**(6), p. 613–623. (Cité en pages 1 et 15)

Schön, J. H., 2011. Elastic properties. *Dans : Physical properties of rocks: a workbook*. Elsevier, p. 149–243. (Cité en pages 8 et xxiii)

Schuster, G. T., Quintus-Bosz, A., 1993. Wavepath eikonal traveltime inversion: Theory. *Geophysics*, Vol. **58**(9), p. 1314–1323. (Cité en pages 25, 26 et 67)

Schutt, D. L., Humphreys, E. D., 2004. P and S wave velocity and Vp/Vs in the wake of the Yellowstone hot spot. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, Vol. **109**(B1), p. B01305. (Cité en page 60)

Scruby, C. B., 1989. Some applications of laser ultrasound. *Ultrasonics*, Vol. **27**(4), p. 195–209. (Cité en page 97)

Shannon, C. E., 1948. A mathematical theory of communication. *Bell System Technical Journal*, Vol. **27**, p. 379–423. (Cité en page 37)

Sheehan, J. R., Doll, W. E., Mandell, W. A., 2005. An evaluation of methods and available software for seismic refraction tomography analysis. *Journal of Environmental and Engineering Geophysics*, Vol. **10**(1), p. 21–34. (Cité en pages 26 et 67)

Sheriff, R. E., Geldart, L. P., 1995. *Exploration seismology*, 2e Édition. Cambridge University Press. (Cité en pages 1, 2, 5, 8, 23, 37, 38, 60 et 82)

Sherlock, D. H., 1999. *Seismic imaging of sandbox models.* Thèse de doctorat, Curtin University of Technology, Perth, Australie. (Cité en page 98)

Sherlock, D. H., Evans, B. J., 2001. The development of seismic reflection sandbox modeling. *AAPG Bulletin*, Vol. **85**(9), p. 1645–1659. (Cité en page 98)

Sidler, R., Carcione, J. M., Holliger, K., 2010. Simulation of surface waves in porous media. *Geophysical Journal International*, Vol. **183**(2), p. 820–832. (Cité en page 3)

Simmons, J., Backus, M., 2003. An introduction - Multicomponent. *The Leading Edge*, Vol. **22**(12), p. 1227–1262. (Cité en page 16)

Sloan, S. D., Nolan, J. J., Broadfoot, S. W., McKenna, J. R., Metheny, O. M., 2013. Using near-surface seismic refraction tomography and multichannel analysis of surface waves to detect shallow tunnels: A feasibility study. *Journal of Applied Geophysics*, Vol. **99**, p. 60–65. (Cité en page 123)

Socco, L. V., Bergamo, P., Garofalo, F., 2014. Surface wave dispersion analysis - From local 1D models to tomography. *Dans : 76th EAGE Conference and Exhibition - Surface Wave Analysis Workshop*. EAGE, Amsterdam, Pays-Bas. (Cité en page 123)

Socco, L. V., Boiero, D., 2008. Improved Monte Carlo inversion of surface wave data. *Geophysical Prospecting*, Vol. **56**(3), p. 357–371. (Cité en page 42)

Socco, L. V., Boiero, D., Foti, S., Wisén, R., 2009. Laterally constrained inversion of ground roll from seismic reflection records. *Geophysics*, Vol. **74**(6), p. G35–G45. (Cité en pages 41 et 123)

Socco, L. V., Boiero, D., Maraschini, M., Vanneste, M., Madshus, C., Westerdahl, H., Duffaut, K., Skomedal, E., 2011. On the use of the Norwegian Geotechnical Institute's prototype seabed-coupled shear wave vibrator for shallow soil characterization – II. Joint inversion of multimodal Love and Scholte surface waves. *Geophysical Journal International*, Vol. **185**(1), p. 237–252. (Cité en page 124)

Socco, L. V., Foti, S., Boiero, D., 2010a. Surface-wave analysis for building near-surface velocity models - Established approaches and new perspectives. *Geophysics*, Vol. **75**(5), p. A83–A102. (Cité en pages 2, 35, 36, 60 et 82)

Socco, L. V., Jongmans, D., Boiero, D., Stocco, S., Maraschini, M., Tokeshi, K., Hantz, D., 2010b. Geophysical investigation of the Sandalp rock avalanche deposits. *Journal of Applied Geophysics*, Vol. **70**(4), p. 277–291. (Cité en pages 1 et 60)

Socco, L. V., Strobbia, C., 2004. Surface-wave method for near-surface characterization: a tutorial. *Near Surface Geophysics*, Vol. **2**(4), p. 165–185. (Cité en pages 2, 36, 40, 60, 71, 82 et 91)

Soulié, F., 2005. *Cohésion par capillarité et comportement mécanique de milieux granulaires*. Thèse de doctorat, Université Montpellier II, Montpellier, France. (Cité en page 99)

Steeples, D. W., 2005. Shallow seismic methods. *Dans : Hydrogeophysics*. Springer, p. 215–251. (Cité en pages 1 et 82)

Strobbia, C., Laake, A., Vermeer, P., Glushchenko, A., 2011. Surface waves: use them then lose them. Surface-wave analysis, inversion and attenuation in land reflection seismic surveying. *Near Surface Geophysics*, Vol. **9**(6), p. 503–514. (Cité en pages 71 et 123)

Stümpel, H., Kähler, S., Meissner, R., Milkereit, B., 1984. The use of seismic shear waves and compressional waves for lithological problems of shallow sediments. *Geophysical Prospecting*, Vol. **32**(4), p. 662–675. (Cité en pages 2 et 82)

Takei, Y., 2002. Effect of pore geometry on Vp/Vs: From equilibrium geometry to crack. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, Vol. **107**(B2), p. 2043. (Cité en pages 14, 60 et 76)

Tatham, R. H., 1982. Vp/Vs and lithology. *Geophysics*, Vol. **47**(3), p. 336–344. (Cité en pages 12 et 60)

Tatham, R. H., Stoffa, P. L., 1976. Vp/Vs—A potential hydrocarbon indicator. *Geophysics*, Vol. **41**(5), p. 837–849. (Cité en page 60)

Telford, W. M., Geldart, L. P., Sheriff, R. E., 1990. *Applied geophysics*, 2e Édition. Cambridge University Press. (Cité en pages 16 et 23)

Terzaghi, K., 1936. The shear resistance of saturated soils and the angle between the planes of shear. *Dans : Proceedings of the 1st International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*. Harvard Printing Office, Cambridge, Massachusetts, États-Unis. (Cité en page 99)

Thompson, T., Evans, B. J., 2000. Stress-induced anisotropy: the effects of stress on seismic wave propagation. *Exploration Geophysics*, Vol. **31**(3), p. 489–493. (Cité en page 60)

Thomson, W. T., 1950. Transmission of elastic waves through a stratified solid medium. *Journal of Applied Physics*, Vol. **21**(2), p. 89–93. (Cité en pages 42, 43, 71 et 91)

Toker, N. K., Germaine, J. T., Culligan, P. J., 2014. Effective stress and shear strength of moist uniform spheres. *Vadose Zone Journal*, Vol. **13**(5). (Cité en page 99)

Tokimatsu, K., Tamura, S., Kojima, H., 1992. Effects of multiple modes on Rayleigh wave dispersion characteristics. *Journal of Geotechnical Engineering*, Vol. **118**(10), p. 1529–1543. (Cité en pages 11, 37 et xii)

Touchard, F., 1999. *Caractérisation hydrogéologique d'un aquifère en socle fracturé - Site de Plœmeur (Morbihan)*. Thèse de doctorat, Université de Rennes I, Rennes, France. (Cité en pages 61 et 62)

Trampert, J., Woodhouse, J. H., 1995. Global phase velocity maps of Love and Rayleigh waves between 40 and 150 seconds. *Geophysical Journal International*, Vol. **122**(2), p. 675–690. (Cité en page 35)

Tryggvason, A., Linde, N., 2006. Local earthquake (LE) tomography with joint inversion for P- and S-wave velocities using structural constraints. *Geophysical Research Letters*, Vol. **33**(7), p. L07303. (Cité en page 60)

Turesson, A., 2007. A comparison of methods for the analysis of compressional, shear, and surface wave seismic data, and determination of the shear modulus. *Journal of Applied Geophysics*, Vol. **61**(2), p. 83–91. (Cité en pages 2, 60, 82 et 124)

Tutuncu, A. N., Dvorkin, J., Nur, A., 1997. Influence of cementation and permeability on wave velocities in poorly consolidated sands. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, Vol. **34**(3–4), p. 313.e1–313.e13. (Cité en page 13)

Uyanık, O., 2011. The porosity of saturated shallow sediments from seismic compressional and shear wave velocities. *Journal of Applied Geophysics*, Vol. **73**(1), p. 16–24. (Cité en pages 60, 82 et 95)

Valois, R., 2011. *Caractérisation structurale de morphologies karstiques superficielles et suivi temporel de l'infiltration à l'aide des méthodes électriques et sismiques*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris, France. (Cité en page 2)

van Wijk, K., 2003. *Multiple scattering of surface waves*. Thèse de doctorat, Colorado School of Mines, Golden, Colorado, États-Unis. (Cité en page 98)

van Wijk, K., Levshin, A. L., 2004. Surface wave dispersion from small vertical scatterers. *Geophysical Research Letters*, Vol. **31**(20), p. L20602. (Cité en pages 3 et 98)

Vandewalle, N., Lumay, G., Ludewig, F., Fiscina, J. E., 2012. How relative humidity affects random packing experiments. *Physical Review E*, Vol. **85**(3), p. 031309. (Cité en pages 99 et 105)

Viktorov, I. A., 1967. *Rayleigh and Lamb waves: physical theory and applications*. Plenum Press. (Cité en page 10)

Vitale, Q., 2014. *Modélisation et conception d'antennes radar large bande pour la cartographie de la teneur en eau volumique des sols agricoles*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris, France. (Cité en pages 99 et 120)

Voigt, W., 1910. *Lehrbuch der Kristallphysik*. Teubner Verlag. (Cité en page 14)

Walck, M. C., 1988. Three-dimensional Vp/Vs variations for the Coso Region, California. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, Vol. **93**(B3), p. 2047–2052. (Cité en page 60)

Wallace, D. E., 1970. Some limitations of seismic refraction methods in geohydrological surveys of deep alluvial basins. *Ground Water*, Vol. **8**(6), p. 8–13. (Cité en pages 2 et 82)

Wang, D.-Y., Zhu, Y.-L., Ma, W., Niu, Y.-H., 2006. Application of ultrasonic technology for physical–mechanical properties of frozen soils. *Cold Regions Science and Technology*, Vol. **44**(1), p. 12–19. (Cité en page 95)

Wang, Z., Nur, A., 1988. Velocity dispersion and the "local flow" mechanism in rocks. *Dans : SEG Technical Program Expanded Abstracts*. Society of Exploration Geophysicists, p. 548–550. (Cité en page 13)

Watanabe, T., Matsuoka, T., Ashida, Y., 1999. Seismic traveltime tomography using Fresnel volume approach. *Dans : SEG Technical Program Expanded Abstracts*. Society of Exploration Geophysicists, p. 1402–1405. (Cité en pages 25 et xii)

Wathelet, M., 2008. An improved neighborhood algorithm: Parameter conditions and dynamic scaling. *Geophysical Research Letters*, Vol. **35**(9), p. L09301. (Cité en pages 42, 43, 71, 91 et 123)

Wathelet, M., Jongmans, D., Ohrnberger, M., 2004. Surface-wave inversion using a direct search algorithm and its application to ambient vibration measurements. *Near Surface Geophysics*, Vol. **2**(4), p. 211–221. (Cité en pages 42, 43, 71, 72, 91, 92, 123, xvi et xviii)

Wilkens, R., Simmons, G., Caruso, L., 1984. The ratio Vp/Vs as a discriminant of composition for siliceous limestones. *Geophysics*, Vol. **49**(11), p. 1850–1860. (Cité en page 60)

Wu, F. T., Levshin, A. L., 1994. Surface-wave group velocity tomography of East Asia. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, Vol. **84**(1–4), p. 59–77. (Cité en page 36)

Wyllie, M. R. J., Gregory, A. R., Gardner, L. W., 1956. Elastic wave velocities in heterogeneous and porous media. *Geophysics*, Vol. **21**(1), p. 41–70. (Cité en pages 2, 12, 13, 60 et 82)

Wyrobek, S. M., 1956. Application of delay and intercept times in the interpretation of multilayer refraction time distance curves. *Geophysical Prospecting*, Vol. **4**(2), p. 112–130. (Cité en pages 23 et 88)

Xia, J., Miller, R. D., Park, C. B., Wightman, E., Nigbor, R., 2002. A pitfall in shallow shear-wave refraction surveying. *Journal of Applied Geophysics*, Vol. **51**(1), p. 1–9. (Cité en pages 2, 60 et 82)

Zimmer, M., Prasad, M., Mavko, G., Nur, A., 2007a. Seismic velocities of unconsolidated sands: Part 1 — Pressure trends from 0.1 to 20 MPa. *Geophysics*, Vol. **72**(1), p. E1–E13. (Cité en pages 13 et 94)

Zimmer, M., Prasad, M., Mavko, G., Nur, A., 2007b. Seismic velocities of unconsolidated sands: Part 2 — Influence of sorting- and compaction-induced porosity variation. *Geophysics*, Vol. **72**(1), p. E15–E25. (Cité en pages 13 et 94)

Liste des figures

1.1 Déplacement des particules d'un milieu à travers lequel se propagent les ondes de volume ((a) compression et (b) cisaillement) et les ondes de surface ((c) Love et (d) Rayleigh). Modifié d'après Bolt (1976). 6

1.2 (a) Réflexion en A avec un angle de réflexion égal à l'angle d'incidence i_1. (b) Réfraction simple (en B) avec un angle d'incidence i_1 et un angle de réfraction i_2. Formation d'ondes coniques lorsque l'angle d'incidence (en C) est tel $i_2 = 90°$ (modifié d'après Milsom et Eriksen, 2011). 9

1.3 Déplacements particulaires horizontaux ($U_H(z)$) et verticaux ($U_V(z)$) pour différents coefficients de Poisson (ν) en fonction de la profondeur (z), associés au passage d'une onde de Rayleigh à la surface d'un demi-espace infini, élastique, homogène et isotrope (d'après Richart *et al.*, 1970). 10

1.4 Courbes de dispersion de l'onde de Rayleigh se propageant à travers un milieu constitué d'une couche horizontale sur un demi-espace: (a) normalement dispersif et (b) inversement dispersif. (c) Dispersion de l'onde de Rayleigh se propageant à travers un milieu constitué de deux couches horizontales sur un demi-espace et présentant une « inversion » de vitesse. (modifié d'après Bodet, 2005). . . . 11

1.5 Valeurs moyennes du coefficient de Poisson et du rapport V_P/V_S pour différents types de lithologie (modifié d'après Bourbié *et al.*, 1987). 12

1.6 Vitesses de propagation en fonction de la saturation en eau dans des sables. (a) V_P de 0 à 100 % de saturation, (b) V_P de 0 à 99 % de saturation (modifié d'après Bachrach et Nur, 1998). (c) V_S de 0 à 100 % de saturation (modifié d'après Cho et Santamarina, 2001) 13

1.7 Le site de Dragvoll se trouve à 2 km au sud-est de Trondheim en Norvège. Le site est un carré de 100 m de côté, sur lequel 2 profils sismiques perpendiculaires ont été implantés. Le profil 1 est orienté nord-est sud-ouest et le profil 2 nord-ouest sud-est. Les deux profils sont composés de 72 géophones espacés de 1 m avec un *roll-along* de façon à obtenir une longueur de profil de 95 m. Les deux profils se croisent respectivement en $x_1 = 52\ m$ et $x_2 = 12\ m$. 15

1.8 (a) Schéma d'un géophone à composante verticale (modifié d'après Milsom et Eriksen, 2011). (b) Géophones 14 Hz à composante horizontale (en haut) et verticale (en bas) utilisés pour les expérimentations de terrain. 16

1.9 Différents types de sources sismiques employées en prospection géophysique de proche surface. (a) Source P « masse et plaque » (b) Source S « masse et *S-Box* ». (c) Source S vibrante (ElVis III S8, GEOSYM). 17

1.10 Dispositif d'acquisition utilisé pour l'acquisition conjointe ondes P - ondes de Rayleigh et l'acquisition en ondes SH. Ce dispositif a été utilisé pour P1 et P2. 20

1.11 Sismogrammes enregistrés pour les tirs direct ($x = -0.5$ m) et inverse ($x = 95.5$ m) le long du profil P1. Sur le tir direct (a) et le tir inverse (b) du profil en ondes P (PP1), on peut observer les premières arrivées des ondes de compression (P), l'onde aérienne (A) et les ondes de Rayleigh (R). Les tirs direct (c) et inverse (d) du profil en ondes SH (PSH1) présentent des évènements cohérents qui correspondent aux premières arrivées des ondes de cisaillement (SH) et au train d'ondes de Love (L). 21

1.12 Sismogrammes enregistrés pour les tirs direct ($x = -0.5$ m) et inverse ($x = 95.5$ m) le long du profil P2. Sur le tir direct (a) et le tir inverse (b) du profil en ondes P (PP2), on peut observer les premières arrivées des ondes de compression (P), l'onde aérienne (A) et les ondes de Rayleigh (R). Les tirs direct (c) et inverse (d) du profil en ondes SH (PSH2) présentent des évènements cohérents qui correspondent aux premières arrivées des ondes de cisaillement (SH) et au train d'ondes de Love (L). 22

1.13 Réfraction pour un terrain à deux couches horizontales. 24

1.14 Représentation schématique d'un volume de Fresnel correspondant à une source A et un récepteur C (modifié d'après Červený et Soares, 1992 et Watanabe *et al.*, 1999). 25

1.15 (a) Temps d'arrivée pointés le long du profil PP1. (b) Résidus calculés après 15 itérations. (c) Évolution de l'erreur RMS globale (en bleu) et de l'erreur absolue maximale. (d) Évolution des variations de vitesse minimales (en bleu), maximales (en rouge) et moyennes (en noir). 27

1.16 (a) Temps d'arrivée pointés le long du profil PSH1. (b) Résidus calculés après 15 itérations. (c) Évolution de l'erreur RMS globale (en bleu) et de l'erreur absolue maximale. (d) Évolution des variations de vitesse minimales (en bleu), maximales (en rouge) et moyennes (en noir). 28

1.17 (a) Temps d'arrivée pointés le long du profil PP2. (b) Résidus calculés après 15 itérations. (c) Évolution de l'erreur RMS globale (en bleu) et de l'erreur absolue maximale. (d) Évolution des variations de vitesse minimales (en bleu), maximales (en rouge) et moyennes (en noir). 29

1.18 (a) Temps d'arrivée pointés le long du profil PSH2. (b) Résidus calculés après 15 itérations. (c) Évolution de l'erreur RMS globale (en bleu) et de l'erreur absolue maximale. (d) Évolution des variations de vitesse minimales (en bleu), maximales (en rouge) et moyennes (en noir). 30

1.19 Temps d'arrivée pointés pour les tirs effectués en $x = -0.5$ m, $x = 23.5$ m, $x = 47.5$ m, $x = 71.5$ m et $x = 95.5$ m (croix noires) et temps d'arrivée calculés (trait pointillé rouge) dans une barre d'erreur de ± 5 % (trait plein rouge): (a) profil PP1; (b) profil PSH1; (d) profil PP2 et (e) profil PSH2. Modèles de vitesses V_P et V_S utilisés pour calculer les temps d'arrivée théoriques: (c) profils PP1 et PSH1; (f) profils PP2 et PSH2. 31

1.20 Inversion tomographique pour le profil PP1. (a) Modèle initial. (b) Modèle final après 15 itérations. (c) Diagramme de couverture après 15 itérations. 33

1.21 Inversion tomographique pour le profil PSH1. (a) Modèle initial. (b) Modèle final après 15 itérations. (c) Diagramme de couverture après 15 itérations. . . . 33

1.22 Inversion tomographique pour le profil PP2. (a) Modèle initial. (b) Modèle final après 15 itérations. (c) Diagramme de couverture après 15 itérations. 34

1.23 Inversion tomographique pour le profil PSH2. (a) Modèle initial. (b) Modèle final après 15 itérations. (c) Diagramme de couverture après 15 itérations. . . . 34

1.24 Exemple de données synthétiques obtenues par O'Neill (2003) à partir du premier modèle présenté par Tokimatsu *et al.* (1992). (a) Modèle de V_S et coefficients de Poisson associés. (b) Sismogramme synthétique. (c) Diagramme $f - k$. (d) Image de dispersion. Sur (c) et (d), les maxima du mode fondamental sont pointés en blanc. 37

1.25 Schéma simplifié décrivant le processus de fenêtrage et de sommation de la dispersion des ondes de surface à partir d'un dispositif d'acquisition à couverture élevée. (1) Sélection de nW traces centrées sur une position donnée le long de la ligne ($Xmid$). (2) Chargement des nW traces pour nS tirs sélectionnés de part et d'autre de la fenêtre d'extraction. (3) Extraction de la dispersion pour les $2nS$ tirs par transformée $p-\omega$ et normalisation des amplitudes à chaque fréquence. (4) Sommation des $2nS$ images de dispersion normalisées. (5) Décalage de la fenêtre de dW traces jusqu'au $Xmid$ suivant. 44

1.26 Extraction de la dispersion pour plusieurs tailles de fenêtre à partir du tir direct le plus proche de chaque fenêtre. Les fenêtres sont toutes centrées sur $Xmid = 35m$. (a) Fenêtre de 11 traces ($nW = 11$). (b) Fenêtre de 21 traces ($nW = 21$). (c) Fenêtre de 31 traces ($nW = 31$). (d) Fenêtre de 41 traces ($nW = 41$). (e) Fenêtre de 51 traces ($nW = 51$). (f) Fenêtre de 61 traces ($nW = 61$). 45

1.27 Illustration du principe d'extraction de la dipersion grâce aux techniques de fenêtrage et de sommation. Ici le point milieu $Xmid = 35$ m du profil P1 est sélectionné avec une fenêtre de 41 traces. Les six tirs les plus proches (trois de chaque côté) illuminant la fenêtre sont chargés, et le champ d'onde des 41 traces correspondantes est transformé dans le domaine $f-c$ grâce à la transformée $p-\omega$. Les six images de dispersion obtenues sont finalement sommées pour obtenir une image finale dite *stackée*. 47

1.28 (a) Image de dispersion finale obtenue avec une fenêtre de 41 traces au point milieu $Xmid = 22$ m le long du profil P1. Cette image est la somme des 6 images obtenues à partir de 3 tirs de chaque côté de la fenêtre d'extraction. (b) Zoom sur l'image de dispersion finale et les pointés correspondant au mode fondamental (0, en rouge). Le saut de mode séparant le mode fondamental du premier mode supérieur (1) est pointé par une flèche noire. (c) Spectrogramme des 41 traces extraites du tir direct le plus éloigné de la fenêtre. La fréquence limite (f_{lim}) correspond au seuil où l'amplitude spectrale du sismogramme devient inférieure à -26 dB. Cette fréquence permet de limiter la longueur d'onde maximum pointée (λ_{max}). (d), (e) et (f) $Xmid = 48$ m. (g), (h) et (i) $Xmid = 73$ m. 48

1.29 (a) Image de dispersion finale obtenue avec une fenêtre de 41 traces au point milieu $Xmid = 22$ m le long du profil P2. Cette image est la somme des 6 images obtenues à partir de 3 tirs de chaque côté de la fenêtre d'extraction. (b) Zoom sur l'image de dispersion finale et les pointés correspondant au mode fondamental (0, en rouge). Le saut de mode séparant le mode fondamental du premier mode supérieur (1) est pointé par une flèche noire (c) Spectrogramme des 41 traces extraites du tir direct le plus éloigné de la fenêtre. La fréquence limite (f_{lim}) correspond au seuil où l'amplitude spectrale du sismogramme devient inférieure à -26 dB. Cette fréquence permet de limiter la longueur d'onde maximum pointée (λ_{max}). (d), (e) et (f) $Xmid = 48$ m. (g), (h) et (i) $Xmid = 73$ m. 49

1.30 Courbes de dispersion pointées manuellement le long des profils P1 (a) et P2 (b). (c) Courbes de dispersion pointées pour des $Xmid$ proches de l'intersection entre P1 et P2. 50

1.31 Inversions 1D des données de dispersion (barres d'erreur noires sur (a), (c) et (e)) extraites des images de dispersion finales obtenues le long de P1 pour $Xmid = 22$ m (a), $Xmid = 48$ m (c) et $Xmid = 73$ m (e) avec l'algorithme de voisinage. Les modèles obtenus sont représentés pour les 3 points milieu respectivement en (b), (d) et (f). Les modèles rejetés (au moins un échantillon des courbes de dispersion théoriques calculées à partir de ces modèles est à l'extérieur des barres d'erreur) sont représentés en fonction de leur *misfit* avec une échelle de gris. Les modèles acceptés (tous les échantillons des courbes de dispersion théoriques calculées à partir de ces modèles sont inclus dans les barres d'erreur) sont représentés en fonction de leur *misfit* avec une échelle de couleur. La moyenne de chaque paramètre pour tous les modèles acceptés a permis de construire un modèle de vitesse moyen associé avec le $Xmid$ correspondant (ligne pointillée noire sur (b), (d) et (f)). 51

1.32 Inversions 1D des données de dispersion (barres d'erreur noires sur (a), (c) et (e)) extraites des images de dispersion finales obtenues le long de P2 pour $Xmid = 22$ m (a), $Xmid = 48$ m (c) et $Xmid = 73$ m (e) avec l'algorithme de voisinage. Les modèles obtenus sont représentés pour les 3 points milieu respectivement en (b), (d) et (f). Les modèles rejetés (au moins un échantillon des courbes de dispersion théoriques calculées à partir de ces modèles est à l'extérieur des barres d'erreur) sont représentés en fonction de leur *misfit* avec une échelle de gris. Les modèles acceptés (tous les échantillons des courbes de dispersion théoriques calculées à partir de ces modèles sont inclus dans les barres d'erreur) sont représentés en fonction de leur *misfit* avec une échelle de couleur. La moyenne de chaque paramètre pour tous les modèles acceptés a permis de construire un modèle de vitesse moyen associé à chaque $Xmid$ (ligne pointillée noire sur (b), (d) et (f)). 52

1.33 Modèles 1D de V_S obtenus par inversion de la dispersion (V_S^{sw}) superposés au modèle tomographique (V_S^{tomo}). (a) Profil P1. (b) Profil P2. La moitié de la longueur d'onde maximum observée (λ_{max}) pour chaque $Xmid$ est représentée par un trait noir et permet d'estimer la profondeur d'investigation. 53

1.34 Modèles 1D de V_S^{sw} (en rouge) et de V_S^{tomo} (en vert) extraits le long du profil P1 pour $Xmid = 22$ m (a), $Xmid = 48$ m (c) et $Xmid = 73$ m (e). Les images de dispersion obtenues sont représentées pour les 3 points milieu respectivement en (b), (d) et (f), avec les courbes de dispersion théoriques calculées à partir de V_S^{sw} (en rouge) et de V_S^{tomo} (en vert) pour le mode fondamental (0) et 3 modes supérieurs (1 à 3). Les courbes de dispersion pointées correspondant au mode fondamental sont représentées avec leurs barres d'erreur en blanc. 54

1.35 Modèles 1D de V_S^{sw} (en rouge) et de V_S^{tomo} (en vert) extraits le long du profil P2 pour $Xmid = 22$ m (a), $Xmid = 48$ m (c) et $Xmid = 73$ m (e). Les images de dispersion obtenues sont représentées pour les 3 points milieu respectivement en (b), (d) et (f), avec les courbes de dispersion théoriques calculées à partir de V_S^{sw} (en rouge) et de V_S^{tomo} (en vert) pour le mode fondamental (0) et 3 modes supérieurs (1 à 3). Les courbes de dispersion pointées correspondant au mode fondamental sont représentées avec leurs barres d'erreur en blanc. 54

2.1 Geological context of the Plœmeur hydrological observatory and location of the experimentation (modified from Ruelleu *et al.* (2010) and Jiménez-Martínez *et al.* (2013)). 62

2.2 (a) Apparent electrical conductivity values (σ_a) obtained from slingram EC mapping and location of the acquisition line (WE) for Electrical Resistivity Tomography (ERT) and seismic measurements. Black dots between 30 and 446 m represent the extent of the surface-wave analysis, while red dots represent the full extent of the survey. Locations of monitoring wells (F* and MF*) are represented with black crosses. (b) Electrical resistivity values (ρ) interpreted from ERT carried out along the WE line. Four main structures are delineated: fresh granite (FG), weathered granite (WG), clays (CL) and micaschists (MS). Markers at 125 m and 275 m in (a) delineate the three main shallow structures. The hashed area in (b) corresponds to a possible evidence of the contact zone. Positions of the nearest monitoring wells are projected along the WE line in (b) and represented with white arrows, pointing downwards to the corresponding piezometric head level (black crosses). 63

2.3 Seismic acquisition setup used for combined P-, surface and SH-wave surveys. P- and surface-wave data were obtained using 72 14-Hz vertical geophones, while SH-wave were recorded with 72 14-Hz horizontal geophones. Interval between two geophones (Δg) and move-up between shots (Δs) were both 4 m. We used one base roll (R0) and 2 roll-alongs (R1 and R2) of 72 traces each, with an overlap of 48 traces between two successive rolls, to obtain a 476-m long profile. The origin of the x-axis is identical to the one used for ERT (Figure 2.2b). . . 64

2.4 Seismograms for three shots recorded with vertical component geophones (profile P) and located at the centres of the base roll (a, $x = 142$ m), the first roll-along (b, $x = 238$ m) and the second roll-along (c, $x = 334$ m). Seismograms for three shots recorded with horizontal component geophones (profile SH) and located at the centres of the base roll (d, $x = 142$ m), the first roll-along (e, $x = 238$ m) and the second roll-along (f, $x = 334$ m). P-wave (P) and Rayleigh-wave (R) are observed on seismograms recorded with vertical geophones. SH-wave (SH) and Love-wave (L) are visible on seismograms recorded with horizontal geophones. Data are affected with significant noise level (N) at far offset. 65

2.5 P-wave (a) and SH-wave (c) picked first arrival times and corresponding normalised residuals computed after P-wave (b) and SH-wave (d) tomography inversions, represented as a function of source and receiver distance. Black dots correspond to existing traces, while coloured dots represent picked traces. The diagonal trace (equal source and receiver location) indicates zero offset traveltimes. . . . 66

2.6 Final V_P (a) and V_S (d) models obtained after a total of 30 iterations, overlaid with limits interpreted from ERT results. The velocity models are clipped below a ray coverage of 100 rays per grid cell. The main features observed on the models are: (i) higher V_P and V_S in the western part (HV_P and HV_S, respectively); (ii) lower V_P in the centre (LV_P); and (iii) lower V_S in the eastern part of the profile (LV_S). Changes of maximum normalised residual (in red) and global RMS error (in blue) are represented along the inversion process for V_P (b) and V_S (e) models. Maximum, minimum and mean velocity updates (in red, blue and black, respectively) are represented at each inversion iteration for V_P (c) and V_S (f) models. Positions of the nearest monitoring wells are projected along the WE line as in Figure 2.2b. 68

2.7 Dispersion images extracted on both sides of the seismic profile (a, $Xmid = 50$ m and c, $Xmid = 402$ m) from 6 direct and 6 reverse shots with a 6-trace (20-m wide) window. $Xmid$ is the position of the spread midpoint along the line. Spectral amplitude of the far offset direct shot is represented for both examples (b, $Xmid = 50$ m and d, $Xmid = 402$ m). Picked dispersion curves are represented for the fundamental (0), first (1) and second (2) higher modes, with error bars defined according to the workflow described in O'Neill (2003). Dispersion curves were limited down to the frequency (f_{lim}) where the spectral amplitude of the seismogram became too low. The corresponding maximum wavelength (λ_{max}) was also extracted to indicate typical investigation depth criterion. 70

2.8 Pseudo-section of Rayleigh-wave phase velocity dispersion curves picked for the fundamental (a), first (b), second (c) and third (d) higher modes along the line after dispersion stacking, represented as a function of the wavelength (λ) and the spread mid-point ($Xmid$). (e) Maximum wavelength (λ_{max}) observed at each $Xmid$. 70

2.9 1D inversion of dispersion data (black error bars) extracted from the stacked dispersion image at $Xmid = 50$ m (a) and $Xmid = 402$ m (c), using the Neighbourhood Algorithm (NA) as implemented by Wathelet *et al.* (2004). Resulting models are represented for $Xmid = 50$ m (b) and $Xmid = 402$ m (d). Rejected models (*i.e.* at least one sample of the theoretical dispersion curves calculated from the model does not fit within the error bars) are represented according to their misfit with a grayscale, while accepted models (*i.e.* all samples of the theoretical dispersion curves calculated from the model fit within the error bars) are represented with a colorscale. Average parameters of all accepted models were used to build an average velocity structure associated with the centre of the extraction window (black dashed lines in b and d). The black solid line in b and d corresponds to $\lambda_{max}/2$ and indicates a typical investigation depth criterion. 72

2.10 Pseudo-section of Rayleigh-wave phase velocity normalised residuals for the fundamental (a), first (b), second (c) and third (d) higher modes along the line after dispersion stacking. λ is the wavelength. (e) Misfit values calculated with Equation 3.1 for each 1D inversion along the line. 72

2.11 Pseudo-2D V_S section constructed with all 1D V_S models obtained from surface-wave dispersion inversion, overlaid with limits interpreted from ERT results. $\lambda_{max}/2$, represented with a black dashed line, corresponds to a typical investigation depth criterion. Positions of the nearest monitoring wells are projected along the WE line as in Figure 2.2b. 73

2.12 1D V_S models obtained from SH-wave refraction interpretation (V_S^{tomo}, green solid line) and surface-wave dispersion inversion (V_S^{sw}, red solid line) at $Xmid =$ 50 m (a) and $Xmid = 402$ m (d). 1D V_P models obtained from P-wave refraction tomography (V_P^{tomo}, green dashed line) and resampled to follow the layering of V_S^{sw} (V_P^{rs}, red dashed line) are also represented in a and d. 1D V_P/V_S models constructed from V_S^{sw} and V_P^{rs} (V_P^{rs}/V_S^{sw}, red solid line) and from V_P^{tomo} and V_S^{tomo} (V_P^{tomo}/V_S^{tomo}, green solid line) at $Xmid = 50$ m (b) and $Xmid = 402$ m (e). The water table level is represented with a black dashed line. In (a) and (b), the water table level is extrapolated from the nearest representative well implanted in the granite (around 100 m west from $Xmid = 50$ m). In (d) and (e), the water table level is interpolated from levels measured in wells MF2 and F36 (Figure 2.2). Stacked dispersion image obtained at $Xmid = 50$ m (c) and $Xmid = 402$ m (f). The fundamental (0), the first (1), second (2) and third (3) higher modes dispersion curves calculated from V_S^{sw} and V_P^{rs} (in red) and from V_S^{tomo} and V_P^{tomo} (in green) are superimposed on both images. 75

2.13 (a) Pseudo-2D V_P/V_S section constructed with V_S^{sw} obtained from surface-wave dispersion inversion and V_P^{rs} obtained from P-wave tomography and resampled in depth according to the V_S layering. $\lambda_{max}/2$, represented with a black dashed line, corresponds to a typical investigation depth criterion. (b) V_P/V_S section computed from V_P^{tomo} and V_S^{tomo} models obtained from P- and SH-wave tomography. The shaded area in b correspond to the extent of the V_P/V_S pseudo-2D section in a. Both sections are overlaid with limits interpreted from ERT results. Positions of the nearest monitoring wells are projected along the WE line as in Figure 2.2b. 76

3.1 (a) Situation of the Orgeval experimental basin, and location of the experiment. (b) Geological log interpreted at PZ3. 83

3.2 (a) Piezometric head level measured in PZ3 between January 1st, 2013 and October 17th, 2013. Geophysical surveys were carried out between March 12th and March 14th 2013 during a high flow regime (*i.e.* high water level, or HW), and between August 26th and August 28th 2013 during a low flow regime (*i.e.* low water level, or LW). (b) Electrical resistivity values (ρ) interpreted from Electrical Resistivity Tomography (ERT) carried out during both HW and LW campaigns. (c) Interpreted geological log and electrical resistivity at PZ3. The origin of the depth axis in (b), (c) and figures hereafter is the ground level at the centre of the ERT profile, while the piezometric head level observed in PZ3 (a) is measured from ground level at the piezometer location, which is 0.25 m higher. The water table level in (b), (c) and figures hereafter is thus 0.25 m higher than in (a). 85

3.3 Sketch of the seismic acquisition setup used under both hydrological conditions for combined P-, surface and SH-wave surveys. P- and surface-wave data were obtained using 72 14-Hz vertical geophones, while SH-wave were recorded with 72 14-Hz horizontal geophones. Interval between two geophones (Δg) and move-up between shots (Δs) were both 0.5 m. The seismic profile is centred on PZ3. The origin of the x-axis is identical to the one used for ERT (Figure 3.2b). . . 86

3.4 Seismograms of direct ($x = 5.75$ m) and reverse ($x = 41.75$ m) shots recorded for HW with vertical (a) and horizontal (b) geophones. Seismograms of direct ($x = 5.75$ m) and reverse ($x = 41.75$ m) shots recorded for LW with vertical (c) and horizontal (d) geophones. P-wave (P), air-wave (A) and Rayleigh-wave (R) are observed on seismograms recorded with vertical geophones. SH-wave (SH) and Love-wave (L) are visible on seismograms recorded with horizontal geophones. 87

3.5 Observed and calculated first arrivals for P-wave (a. for HW, d. for LW), SH-wave (b. for HW, e. for LW) and corresponding V_P and V_S interpreted models (c. for HW, f. for LW). Theoretical traveltimes are computed from perturbated models (+5 % on velocities and −5 % on thicknesses for the lower model, and −5 % on velocities and +5 % on thicknesses for the upper model). 88

3.6 Residuals between observed and calculated first arrivals for P-wave (a. for HW, c. for LW) and SH-wave (b. for HW, d. for LW) represented with the offset position. Direct and reverse shots are represented with crosses and circles, respectively. 89

3.7 Effect of dispersion stacking for both HW and LW campaigns. Dispersion was extracted with a 40-trace (34.5-m wide) window from direct (a. for HW, d. for LW) and reverse (b. for HW, e. for LW) shots, and corresponding shot spectral amplitude. The result provided by dispersion stacking of images obtained from direct and reverse shots is provided for HW (c) and LW (e) for comparison. Picked dispersion curves are represented for the fundamental (0, in red), first (1, in white), second (2, in red) and third (3, in white) higher modes, without error bars to keep the dispersion images readable. We limited dispersion curves down to frequencies where the spectral amplitude of the seismogram became too low (f_{lim}), thus defining the maximum observed wavelength (λ_{max}). 90

3.8 1D inversion of dispersion data (black error bars) extracted from the stacked dispersion image for HW (a) and LW (c), using the Neighborhood Algorithm (NA) as implemented by Wathelet *et al.* (2004). Resulting models are represented for HW (b) and LW (d). Rejected models (*i.e.* at least one point of the theoretical dispersion curves calculated from the model does not fit within the error bars) are represented according to their misfit with a grayscale, while accepted models (*i.e.* every single point of the theoretical dispersion curves calculated from the model fits within the error bars) are represented with a colorscale. Average parameters of all accepted models were used to build an average velocity structure associated with the centre of the extraction window (black dashed lines). 92

3.9 Comparison of 1D V_S models obtained from SH-wave refraction interpretation (in green) and surface-wave dispersion inversion (in red) for HW (a) and LW (c), with corresponding error bars. The error bars of V_S models retrieved from refraction analysis were estimated by introducing a perturbation of ±5 % on the central model parameters. As for error bars of V_S models retrieved from surface-wave dispersion inversion, they correspond to the envelope of accepted models for each hydrological regime (*i.e.* fitting the error bars in Figure 3.8). Dispersion curves calculated from both surface-wave dispersion inversion (in red) and refraction interpretation (in green) are superimposed on the stacked dispersion image obtained for HW (b) and LW (d). 93

3.10 V_P/V_S (a. for HW, c. for LW) and Poisson's ratios (b. for HW, d. for LW) computed with V_S models retrieved from SH-wave refraction interpretation (in green) and surface-wave dispersion inversion (in red). In any case, V_P/V_S and Poisson's ratios are computed with V_P retrieved from P-wave refraction interpretation. (e) Water content measurements performed on auger sounding samples collected during the LW campaign (soil samples could not be collected during the HW campaign due to unfavorable weather conditions). 95

4.1 Les modèles physiques ont été préparés avec des billes de verre de diamètre 1000 µm (GB1) et $200 - 300$ µm (GB2), tamisées dans la partie centrale d'un aquarium de dimensions $800 \times 400 \times 300$ mm. Les trois modèles obtenus ont tous pour dimensions $800 \times 300 \times 255$ mm. (a) Modèle PM1, composé entièrement de billes GB1. (b) Modèle PM2, composé de 110 mm de billes GB1 recouvertes de 145 mm de billes GB2. (c) Modèle PM3, composé de 30 mm de billes GB1 recouvertes de 225 mm de billes GB2. (a) Un vibromètre laser a été utilisé pour enregistrer les vitesses de déplacement particulaire verticales à la surface du milieu granulaire excité par une source mécanique positionnée soit en ($x_s = 150$ mm, $y_s = 150$ mm), soit en ($x_s = 655$ mm, $y_s = 150$ mm). La surface du milieu a ainsi été scannée à pas constant par le laser le long d'un profil de 500 mm, la source demeurant fixe. Des données de *Time Domain Reflectometry* ont également été enregistrées pour chaque modèle grâce à une sonde implantée sur le bord du modèle. 101

4.2 (a) Le signal source (ligne bleue dans l'encart de gauche) a été envoyé par un générateur de forme d'onde relié à un pot vibrant basse fréquence excitant une tige métallique enfoncée de 15 mm dans le milieu granulaire avec un angle de 20° par rapport à la perpendiculaire à la surface du milieu. La vitesse verticale de la tige (ligne pointillée dans l'encart de droite, en rouge dans les billes GB1, en vert dans les billes GB2) a été enregistrée en pointant le faisceau laser à l'*offset* nul ($x_{laser} = x_s$). (b) Une impulsion de Ricker a été utilisée comme signal source avec un spectre de fréquence centré sur 1.5 kHz (ligne bleue). En dehors d'un léger décalage vers les basses fréquences dû à la « résonance » de la tige, le signal enregistré à *offset* nul, dérivé ici en accélération (lignes pointillées, en rouge dans les billes GB1, en vert dans les billes GB2), est en très bon accord avec le signal source d'origine (ligne bleue). 101

4.3 Sismogrammes représentant la composante verticale de la vitesse de déplacement particulaire à la surface du milieu granulaire pour chaque modèle physique sec: (a) PM1-D; (b) PM2-D; et (c) PM3-D. Le champ d'onde enregistré présente des évènements cohérents identifiés comme étant les ondes P et P-SV. De fortes réflexions sur le fond de l'aquarium sont visibles (rP), ainsi que des évènements énergétiques très basse fréquence (C) probablement issus de la conversion des ondes guidées à l'interface entre le milieu granulaire et les parois en verre de l'aquarium. De fortes amplitudes liées à la résonnance de la source sont également présentes à *offset* proche (Sr). Les contours bleus présents sur chaque sismogramme représentent les limites au-delà desquelles un *mute* a été appliqué pour l'extraction des images de dispersion. 103

4.4 Amplitudes spectrales des traces enregistrées pour chaque modèle physique sec: (a) PM1-D; (b) PM2-D; et (c) PM3-D. Le contenu fréquentiel des trois tirs est compris entre 0.25 et 2.5-3 kHz, avec un léger décalage vers les hautes fréquences pour PM1-D. 103

4.5 Images de dispersion finales obtenues par sommation des images de dispersion extraites pour chaque position de source ($x_s = 150$ mm et $x_s = 655$ mm) avant opération de *mute*: (a) PM1-D; (b) PM2-D; et (c) PM3-D. Images de dispersion obtenues après opération de *mute*: (d) PM1-D; (e) PM2-D; et (f) PM3-D. Les modes de propagation P et P-SV (0 et 1 correspondant respectivement au mode fondamental et au premier mode supérieur) identifiés sur la Figure 4.3 sont confirmés (maxima en noir). 104

4.6 (a) Temps d'arrivée des ondes P pointés aux deux positions de source pour PM1-D (noir), PM2-D (bleu) et PM3-D (rouge). La moyenne des temps à chaque *offset* est également représentée dans une barre d'erreur de ±5 %. (b) Courbes de dispersion des modes de propagation P-SV identifiés sur les images de dispersion (Figure 4.5). (c) Données TDR enregistrées pour chaque modèle. 105

4.7 Cartes de fonction « coût » obtenues après inversion par recherche systématique pour (a) PM1-D, (b) PM2-D et (c) PM3-D. Les coefficients γ_P et α_P correspondant au minimum global de la fonction « coût » sont représentés par un cercle noir. Une variation de ±10 % sur cette valeur de α_P (croix noires) est appliquée, les coefficients γ_P correspondants étant extraits sur la ride de plus faibles valeurs de la fonction « coût » (trait pointillé mixte noir). 107

4.8 Modèles de V_P correspondant au minimum de la fonction « coût » (trait pointillé rouge), représentés avec un intervalle de confiance de ±5 % (trait plein rouge) pour (a) PM1-D, (b) PM2-D et (c) PM3-D. Les modèles de V_P correspondant à une variation de ±10 % sur la valeur du meilleur α_P (trait pointillé bleu) sont également représentés (le coefficient γ_P associé est extrait sur la ride de plus faibles valeurs de la fonction « coût »). La profondeur d'investigation (DOI) est représentée en trait pointillé noir. Les temps d'arrivée observés (croix noires) et calculés sont représentés pour PM1-D (d), PM2-D (e) et PM3-D (f). 107

4.9 Courbes de dispersion calculées pour le mode fondamental: (a), PM1-D; (b), PM2-D; et (c), PM3-D. Courbes de dispersion calculées pour le premier mode supérieur: (d), PM1-D; (e), PM2-D; et (f), PM3-D. Modèles V_S générés: (g), PM1-D; (h), PM2-D; et (i), PM3-D. Cartes de fonction « coût » pour les coefficients γ_S et α_S: (j), PM1-D; (k), PM2-D; et (l), PM3-D. Les 45450 modèles générés sont représentés en fonction de la valeur de la fonction « coût », avec une échelle de couleur pour les modèles inclus dans les barres d'erreur et une échelle de gris pour le reste des modèles. Les modèles inclus dans les barres d'erreur ont été sélectionnés et utilisés pour construire un modèle moyen de V_S (trait pointillé noir sur (g), (h) et (i)). Les coefficients γ_S et α_S correspondant au minimum global de la fonction « coût » sont représentés par un cercle noir sur (j), (k) et (l). Une variation de ±10 % sur cette valeur de α_S (croix noires) est appliquée, les coefficients γ_S correspondants étant extraits sur la ride de plus faibles valeurs de la fonction « coût ». 108

4.10 Modèles de V_S correspondant au minimum de la fonction « coût » (trait pointillé rouge), représentés avec un intervalle de confiance de ±5 % (trait plein rouge) pour (a) PM1-D, (b) PM2-D et (c) PM3-D. Les modèles de V_S correspondant à une variation de ±10 % sur la valeur du meilleur α_S (trait pointillé bleu) sont également représentés (le coefficient γ_S associé est extrait sur la ride de plus faibles valeurs de la fonction « coût »). Les courbes de dispersion observées (barres d'erreur noires) et calculées pour le mode fondamental (0) et le premier mode supérieur (1) sont représentées pour PM1-D (d), PM2-D (e) et PM3-D (f). 109

4.11 (a) Schéma du modèle PM1-W1 présentant un niveau d'eau $z_{wat} = 145$ mm, un niveau de capillarité $z_{cap} = 100$ mm et une hauteur capillarité $h_{cap} = 45$ mm. (b) Photographie du modèle PM1-W1 montrant la zone saturée, la frange de capillarité et la zone sèche. Une zone d'ombre de couleur similaire à celle de la frange de capillarité est visible sur l'image. Cette zone d'ombre, créée par l'éclairage de la lame d'eau avec un projecteur situé en hauteur, est représentée par une zone hachurée. 111

4.12 Sismogrammes obtenus pour différents niveaux d'eau dans le modèle physique PM1: (a) PM1-W1, $z_{wat} = 145$ mm et $z_{cap} = 100$ mm; (b) PM1-W2, $z_{wat} = 85$ mm et $z_{cap} = 50$ mm; et (c) PM1-W3, $z_{wat} = 0$ mm et $z_{cap} = 0$ mm. Le champ d'onde enregistré présente une forte atténuation avec la remontée du niveau d'eau. Des évènements cohérents correspondant aux ondes P et P-SV sont présents sur les trois sismogrammes. De fortes réflexions sur le fond de l'aquarium (rP) sont visibles sur PM1-W1, ainsi que des évènements énergétiques très basse fréquence (C) similaires à ceux observés sur la Figure 4.3. De fortes amplitudes liées à la résonnance de la source apparaissent également à *offset* proche (Sr). Les contours bleus présents sur chaque sismogramme représentent les limites du *mute* appliqué pour l'extraction des images de dispersion. 111

4.13 Amplitudes spectrales des traces enregistrées pour différents niveaux d'eau dans le modèle physique PM1: (a) PM1-W1; (b) PM1-W2; et (c) PM1-W3. Le contenu fréquentiel diminue nettement avec la remontée du niveau d'eau, particulièrement pour le modèle à saturation complète PM1-W3 (c). 112

4.14 Images de dispersion extraites des sismogrammes enregistrés sur PM1 pour différents niveaux d'eau après opération de *mute*: (a) PM1-W1; (b) PM1-W2; et (c) PM1-W3. Les modes de propagation P et P-SV (0 à 3 correspondant respectivement au mode fondamental et aux trois premiers modes supérieurs) sont identifiés lorsqu'ils sont existants (maxima en noir). 112

4.15 (a) Temps d'arrivée des ondes P pointés pour PM1-D (noir), PM1-W1 (cyan), PM1-W2 (magenta) et PM1-W3 (vert), avec une source positionnée en $x_s = 655$ mm. Les temps à chaque *offset* sont représentés dans une barre d'erreur de ± 5 %. (b) Courbes de dispersion des modes de propagation P-SV identifiés sur les images de dispersion Figure 4.14 et Figure 4.5d. Seuls les modes 0 et 1 sont représentés. (c) Données TDR enregistrées pour les différents niveaux d'eau. . . 113

4.16 Sismogrammes obtenus pour différents niveaux d'eau dans le modèle physique PM2: (a) PM2-W1, $z_{wat} = 252$ mm et $z_{cap} = 75$ mm; et (b) PM2-W2, $z_{wat} = 84$ mm et $z_{cap} = 0$ mm. Le champ d'onde enregistré est fortement atténué avec la présence d'eau. Des évènements cohérents correspondant aux ondes P et P-SV sont visibles sur les deux sismogrammes. Des évènements énergétiques très basse fréquence (C) similaires à ceux observés sur la Figure 4.3 sont également présents. De plus, de fortes amplitudes liées à la résonnance de la source sont présentes à *offset* proche (Sr). Les contours bleus présents sur chaque sismogramme représentent les limites du *mute* appliqué pour l'extraction des images de dispersion. 115

4.17 Amplitudes spectrales des traces enregistrées pour différents niveaux d'eau dans le modèle physique PM2: (a) PM2-W1; et (b) PM2-W2. Le contenu fréquentiel diminue nettement avec la remontée du niveau d'eau, particulièrement pour le modèle PM2-W2 (b) présentant une frange de capillarité remontant jusqu'en surface. 115

4.18 Images de dispersion extraites des sismogrammes enregistrés sur PM2 pour différents niveaux d'eau après opération de *mute*: (a) PM2-W1; et (b) PM2-W2. Les modes de propagation P et P-SV (0 et 1 correspondant respectivement au mode fondamental et au premier mode supérieur) sont identifiés (maxima en noir). 116
4.19 (a) Temps d'arrivée des ondes P pointés pour PM2-D (noir), PM2-W1 (cyan) et PM2-W2 (magenta), avec une source positionnée en $x_s = 655$ mm. Les temps à chaque *offset* sont représentés dans une barre d'erreur de ±5 %. (b) Courbes de dispersion des modes de propagation P-SV identifiés sur les images de dispersion Figure 4.18 et Figure 4.5e. (c) Données TDR enregistrées pour les différents niveaux d'eau. 116
4.20 (a) Sismogramme obtenu sur le modèle physique PM3 avec un niveau d'eau $z_{wat} = 200$ mm et un niveau de capillarité $z_{cap} = 60$ mm (PM3-W1). Le champ d'onde enregistré est légèrement atténué avec la présence d'eau. Des évènements cohérents correspondant aux ondes P et P-SV sont visibles. Des évènements énergétiques très basse fréquence (C) similaires à ceux observés sur la Figure 4.3 sont également présents. De plus, de fortes amplitudes liées à la résonnance de la source sont présentes à *offset* proche (Sr). Un décalage lié à la stabilisation des niveaux d'eau et de capillarité pendant l'acquisition est visible au centre du sismogramme. Les contours bleus représentent les limites du *mute* appliqué pour l'extraction de l'image de dispersion. (b) Amplitudes spectrales des traces enregistrées PM3-W1 montrant un contenu fréquentiel légèrement plus limité que sur le modèle sec. (c) Image de dispersion extraite du sismogramme enregistré sur PM3-W1 après opération de *mute*. Les modes de propagation P et P-SV (0 et 1 correspondant respectivement au mode fondamental et au premier mode supérieur) sont identifiés (maxima en noir). 117
4.21 (a) Temps d'arrivée des ondes P pointés pour PM3-D (noir) et PM3-W1 (cyan), avec une source positionnée en $x_s = 655$ mm. Les temps à chaque *offset* sont représentés dans une barre d'erreur de ±5 %. (b) Courbes de dispersion des modes de propagation P-SV identifiés sur les images de dispersion Figure 4.20c et Figure 4.5f. (c) Données TDR enregistrées pour les différents niveaux d'eau. 118

Liste des tableaux

1.1 Paramètres élastiques pour différents matériaux présents dans la subsurface (d'après Schön, 2011). 8
1.2 Paramètres des inversions tomographiques. 35

4.1 Évolution qualitative des différents observables dans les billes GB1 et GB2 en fonction de la saturation en eau. 119

Résumé

La caractérisation et le *monitoring* des ressources en eau souterraine et des processus d'écoulement et de transport associés reposent principalement sur la mise en place de forages (piézomètres). Mais la variété des échelles auxquelles se déroulent ces processus et leur variabilité dans l'espace et dans le temps limitent l'interprétation des observations hydrogéologiques. Dans un tel contexte, l'hydrogéophysique fait appel aux méthodes de prospection géophysique afin, notamment, d'améliorer la très faible résolution spatiale des données de forage et de limiter leur caractère destructif. Parmi les outils géophysiques appliqués à l'hydrogéologie, les méthodes sismiques sont régulièrement utilisées à différentes échelles. Mais la réponse sismique dans le contexte de la caractérisation des aquifères reste complexe. L'interprétation des vitesses estimées est souvent délicate à cause de leur variabilité en fonction de la lithologie de l'aquifère (paramètres mécaniques intrinsèques et géométrie des milieux poreux le constituant, influence du degré de saturation, etc.). La perméabilité du milieu a également un effet sur la géométrie d'un réservoir hydrologique dont les contours peuvent varier en espace comme en temps, compliquant ainsi l'interprétation des données sismiques.

Les géophysiciens cherchent à pallier ces limites, notamment à travers l'étude conjointe des vitesses (V_P et V_S) des ondes compression (P) et de cisaillement (S), dont l'évolution est par définition fortement découplée en présence de fluides. D'un point de vue théorique, cette approche se révèle appropriée à la caractérisation de certains aquifères, en particulier grâce à l'estimation des rapports V_P/V_S ou du coefficient de Poisson. L'évaluation de ces rapports peut être pratiquée de manière systématique grâce à la tomographie sismique en réfraction en utilisant parallèlement ondes P et S. Mais d'un point de vue pratique, la mesure de V_S reste délicate à mettre en œuvre car les ondes S sont souvent difficiles à générer et à identifier sur les enregistrements sismiques. Une alternative est proposée par l'estimation indirecte de V_S à partir de l'inversion de la dispersion des ondes de surface, réalisée à partir de mesures de la vitesse des ondes de surface contenues dans les enregistrements sismiques classiques. Bien que généralement proposée pour la caractérisation de milieux 1D, la prospection par ondes de surface peut être déployée le long de sections linéaires dans le but de reconstruire un modèle 2D de distribution des V_S du sous-sol.

Une méthodologie a été mise au point afin d'exploiter simultanément et de façon optimale les ondes P et les ondes de surface à partir des mêmes enregistrements sismiques. Lors de sa mise en œuvre sur le terrain, cette acquisition « en ondes P » a été systématiquement suivie d'une acquisition « en ondes SH » afin de comparer les vitesses V_S obtenues par analyse de la dispersion des ondes de surface et par tomographie en ondes SH. L'utilisation de cette méthodologie dans différents contextes géologiques et hydrogéologiques a permis d'estimer les variations latérales et temporelles du rapport V_P/V_S, en bon accord avec les informations géologiques *a priori* et les données géophysiques et piézométriques existantes. L'utilisation de l'interférométrie laser a également permis de mettre ces techniques de traitement en application sur des modèles physiques parfaitement contrôlés afin d'étudier la propagation des ondes élastiques dans des « analogues » réalistes de milieux poreux partiellement saturés.

Mots-clés : *hydrogéophysique*, *méthodes sismiques*, *ondes de compression*, *ondes de cisaillement*, *rapport V_P/V_S*, *sismique réfraction*, *analyse de la dispersion des ondes de surface*, *niveau de nappe*, *modélisation physique*, *milieu granulaire*

Abstract

Characterisation and monitoring of groundwater resources and associated flow and transport processes mainly rely on the implementation of wells (piezometers). The interpretation of hydrogeological observations is however limited by the variety of scales at which these processes occur and by their variability in space and in time. In such a context, using geophysical methods often improves the very low spatial resolution of borehole data and limits their destructive nature. Among the geophysical tools applied to hydrogeology, seismic methods are commonly used at different scales. However, the seismic response in the context of aquifer characterisation remains complex. The interpretation of the estimated velocities is often difficult because of their variability depending on the aquifer lithology (intrinsic mechanical parameters and geometry of the constituting porous media, influence of the degree of saturation, etc.). The permeability of the medium also affects the geometry of a hydrological reservoir whose contours may vary in space and in time, thus complicating the interpretation of seismic data.

Geophysicists seek to overcome these limitations, especially through the joint study of compression (P-) and shear (S-) wave velocities (V_P and V_S), whose evolution is by definition highly decoupled in the presence of fluids. From a theoretical point of view, this approach proves suitable for the characterisation of aquifers, especially by estimating V_P/V_S or Poisson's ratio. The evaluation of these ratios can be systematically carried out with seismic refraction tomography using both P- and S-waves. However, retrieving V_S remains practically delicate because S-waves are usually difficult to generate and identify on seismic records. As an alternative, indirect estimation of V_S is commonly achieved thanks to surface-wave dispersion inversion, carried out from measurements of surface waves phase velocities contained in typical seismic records. Although it is usually proposed for the characterisation of 1D media, surface-wave prospecting can be deployed along linear sections in order to build 2D models of V_S distribution in the ground.

A specific methodology has been developed for the combined and optimised exploitation of P- and surface waves present on single seismic records. When deployed on the field, this "P-wave" acquisition has been systematically followed by a "SH-wave" acquisition in order to compare V_S models obtained from surface-wave dispersion analysis and SH-wave refraction tomography. The use of this methodology in several geological and hydrogeological contexts allowed for estimating V_P/V_S ratio lateral and temporal variations in good agreement with *a priori* geological information and existing geophysical and piezometric data. Laser-based ultrasonic techniques were also proposed to put these processing techniques in practice on perfectly controlled physical models and study elastic wave propagation in partially saturated porous media.

Keywords: *hydrogeophysics*, *seismic methods*, *pressure waves*, *shear waves*, *V_P/V_S ratio*, *refraction seismics*, *surface waves dispersion analysis*, *water table level*, *physical modelling*, *granular material*