

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Ecole Nationale Polytechnique



Département de Génie civil
Laboratoire de Génie Sismique et Dynamique des Structures
Thèse de doctorat en science en Génie Civil

**Propagation des ondes sismiques à travers les milieux poreux
Amplification et Déamplification**

Mahdia Y. MEHIAOUI HADJEBAR

Sous la direction du Pr.Mounir Khaled BERRAH

Présentée et soutenue publiquement le 20 décembre 2018

Composition du jury :

Président	A. BALI	Professeur	ENP
Rapporteur/Promoteur	M.K. BERRAH	Professeur	ENP
Examineurs	S. BELKACEMI	Professeur	ENP
	N. BOURAHLA	Professeur	USTB
	D. ZENDAGUI	Professeur	UABT
Invité	A. AIROUCHE	Maitre de recherches	CGS
	M. HADID	Professeur	ENSTP

ENP 2018

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Ecole Nationale Polytechnique



Département de Génie civil
Laboratoire de Génie Sismique et Dynamique des Structures
Thèse de doctorat en science en Génie Civil

**Propagation des ondes sismiques à travers les milieux poreux
Amplification et Déamplification**

Mahdia Y. MEHIAOUI HADJEBAR

Sous la direction du Pr. Mounir Khaled. BERRAH
Présentée et soutenue publiquement le 20 décembre 2018

Composition du jury :

Président	A. Bali	Professeur	ENP
Rapporteur/Promoteur	M.K. Berrah	Professeur	ENP
Examineurs	S. Belkacemi	Professeur	ENP
	N. Bourahla	Professeur	USTB
	D. Zendagui	Professeur	UABT
Invité	A. Airouche	Maitre de recherches	CGS
	M. Hadid	Professeur	ENSTP

DEDICACE

A mon papa et à ma maman
Qui m'ont toujours tenu la main

REMERCIEMENTS

Tout est une question de Mektoub, alors je tiens avant tout à dire El Hamdou Lillah qui m'a permis de faire ce travail et de le mener à bout.

Je remercie en premier lieu mon directeur de thèse, le Professeur Berrah, de m'avoir encadré le long de toutes ces années et de m'avoir aidé à valoriser mon travail. Je le remercie pour la confiance qu'il a placée en moi ainsi que pour tous ses précieux conseils.

Il m'est particulièrement agréable d'adresser mes plus vifs remerciements au Professeur Bali, pour l'honneur qu'il m'a fait en présidant le jury. Je lui suis très reconnaissante pour sa patience et sa généreuse disponibilité. Qu'il trouve ici l'expression de toute ma gratitude.

Mes plus humbles remerciements à mes examinateurs, le Professeur Belkacemi, le Professeur Bourahla, le Professeur Zendagui ainsi que le Docteur Airouche, pour avoir accepté d'évaluer mon modeste travail. Je leur suis infiniment reconnaissante d'avoir accepté de faire partie de mon jury. Un travail n'est réellement valorisé que par la qualité de ceux qui l'examinent et je suis très honorée que mes recherches soient évaluées par un jury d'une telle qualité.

Je remercie aussi mon invité, collègue et ami, le Professeur Hadid pour m'avoir épaulé et conseillé dans mes recherches. J'espère que notre collaboration nous apportera bien d'autres succès inchallah.

Je suis profondément reconnaissante à tous mes amis du CGS et de l'ENSTP qui n'ont cessé de m'encourager à aller de l'avant et à ne pas abandonner. Certains mots seront toujours précieusement gardés en mon cœur.

Enfin, je voudrai exprimer toute ma gratitude à ma famille qui m'a inlassablement soutenu durant toutes ces années, en particulier mes parents, mon mari ainsi que mes deux enfants, Meriem et Mohamed. Que dieu les garde. L'amour est une puissante force motrice sans laquelle je n'aurais jamais pu achever ce travail.

ملخص

في حالة التشبع فإنه من الضروري اتخاذ بعين الاعتبار الصفة المسامية للتربة. في هذا الصدد تم تكييف تقنية التمديد و التقليل الاتفاقي لحالة المحيط المسامي المتعدد الطبقات. تحسب سعة الموجات وفقا لنظرية بيوت، اعتمادا على طريقة معدلة لطريقة الصلابة حيث إستعملت معا مع طريقة المصفوفات الناقلة. يتم تقديم مجموعة من الدراسات المعلوماتية الحتمية بالإضافة إلى دراسات إتفاقية. سلطت النتائج الضوء على التأثير السائد لبعض المعلمات الفيزيائية و الميكانيكية للتربة على تمديد و تقليل الموجات الزلزالية ، خاصة المسامية ودرجة التشبع

الكلمات الدالة

المحيطات المسامية ، موجات زلزالية ، التمديد ، درجة التشبع ، نظرية بيوت ، المسامية ، التقليل الاتفاقي

Abstract

In case of saturation, the soil porosity modelisation is imperative. The amplification and the deamplification process has been adapted in this study for the case of wave propagation in multilayered porous media. The wave amplitudes are evaluated following Biot's theory, for the cases of P_1 , P_2 and SV wave incidences, using an adapted stiffness matrix method combined with the transfer martix method. Determinist as well as stochastic parametrics studies are presented. Results highlighted the predominant influence of some soil physico-mechanical parameters on the amplification and deamplification of seismic waves, mainly porosity and degree of saturation.

Key words

porous media, seismic waves, amplification, saturation degree, Biot theory, porosity, deamplification

Résumé

La prise en charge du caractère poreux du sol est une impérative en cas de saturation. Le processus de convolution et de déconvolution des ondes sismiques a été adapté au cas des sols multicouches modélisés en tant que milieux poreux. Les amplitudes d'ondes sont évaluées à l'aide de la théorie de Biot pour le cas des ondes P_1 , P_2 et SV à l'aide d'une version modifiée de la méthode des matrices de rigidité combinée avec la méthode des matrices de transfert. Des études déterministe et stochastiques mettant en exergue l'influence des paramètres physico-mécaniques du sol sont présentées. Les résultats ont mis en évidence l'influence prépondérantes de certains paramètres physico-mécaniques du sol sur l'amplification et la déamplification des ondes sismiques dont principalement la porosité et le degré de saturation.

Mots clés

milieux poreux, ondes sismiques, amplification, degré de saturation, théorie de Biot, porosité, déconvolution,

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE	13
CHAPITRE 1	
MODELISATION DE L'ELASTODYNAMIQUE DANS LES MILIEUX POREUX	
ETAT DE L'ART ET THEORIE	17
1.1. Introduction	17
1.2. Travaux antérieurs	18
1.3. Equations d'équilibre de l'élastodynamique du milieu poreux	23
1.3.1. Equation d'équilibre et lois de comportement	24
1.3.2. Equations de mouvement	26
1.3.3. Equations d'ondes	26
1.4. Conclusion	34
CHAPITRE 2	
METHODES DE CALCUL DE L'AMPLIFICATION DES ONDES SISMIQUES	35
2.1. Introduction	35
2.2. Méthode des matrices de transfert	35
2.2.1 Cas d'une onde incidente P_1	42
2.2.2. Cas d'une onde P_2	43
2.2.3. Cas d'une onde SV	44
2.2.4. Application de la méthode des matrices de transfert	45
2.3. Méthode des matrices de rigidité	46
2.3.1. Calcul de la matrice de rigidité globale d'un système multicouche	34
2.3.2. Méthode de calcul des fonctions d'amplification	51
2.4. Conclusion	52
CHAPITRE 3	
AMPLIFICATION DES ONDES SISMIQUES A TRAVERS LES MILIEUX POREUX	53
3.1. Introduction	53
3.2. Réponse dynamique d'un semi-espace poro-élastique	54
3.2.1. Effet du degré de saturation	54
3.2.2. Effet de la porosité	57
3.2.3. Synthèse	59
3.3. Réponse dynamique dans le domaine fréquentiel d'un sol multicouche poro-élastique	59
3.3.1. Etude paramétrique	62
• Effet de la variation du contraste d'impédance et de l'angle d'incidence	62
• Effet de la porosité	67
• Effet du degré de saturation	68
• Effet de la perméabilité	70
3.3.2. Synthèse	71
3.4. Conclusion	71

CHAPITRE 4	
INFLUENCE DE LA STOCHASTICITE DES PARAMETRES GEOTECHNIQUES SUR LA REPOSE DYNAMIQUE DU SOL	72
4.1. Introduction	72
4.2. Simulation des propriétés géomécaniques du sol	73
4.2.1. Simulation du module de cisaillement	73
4.2.2. Simulation de la porosité et du degré de saturation	73
4.3. Simulation de l'excitation sismique	75
4.4. Etude paramétriques	77
4.4.1 Influence de la stochasticité du module de cisaillement	79
4.4.2. Influence de la stochasticité du degré de saturation	80
4.4.3 Influence de la stochasticité de la porosité	81
4.5. Conclusion	82
CHAPITRE 5	
DECONVOLUTION STOCHASTIQUE A TRAVERS LES MILIEUX POREUX	84
5.1. Introduction	84
5.2. Modèle de propagation d'ondes	85
5.3. Processus de déconvolution stochastique des ondes	87
5.3.1. Calcul des fonctions d'inter-corrélation du champ de déplacement	87
5.3.2. Calcul des fonctions de densité spatio-spectrales du champ de déplacement	90
5.3.3. Calcul des fonctions de cohérence	92
5.4. Génération du champ d'ondes stochastique	92
5.5. Exemple numérique	93
5.6. Etude paramétrique	100
5.7. Conclusion	102
CHAPITRE 6	
CONCLUSION GENERALE	104
6.1. Introduction	104
6.2. Synthèse	104
6.3. Perspectives	106
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	108

LISTE DE TABLEAUX

Tableau 1.1 : Caractéristiques des demi-espaces	30
Tableau 3.1 : Caractéristiques des demi-espaces	54
Tableau 3.2 : Variation de K_f en fonction de S_r	69
Tableau 4.1. : Caractéristiques du profile	78
Tableau 5.1. : Propriétés matériels communes aux couches de sol	93

LISTE DES FIGURES

Fig. 1.1 : Effet de la variation du degré de saturation sur les vitesses de Propagation	29
Fig. 1.2 : Effet de la variation de la porosité sur les vitesses de propagation des ondes élastiques ($f=1\text{Hz}$)	31
Fig. 1.3 : Effet de la variation de la perméabilité sur les vitesses de propagation des ondes élastiques ($f=1\text{Hz}$)	32
Fig. 1.4 : Atténuation des ondes sismique en fonction de la fréquence critique	33
Fig. 2.1: Réfraction et réflexion d'une onde SV incidente dans un profil de sol multicouche poro-élastique des ondes élastiques ($f=1\text{Hz}$)	37
Fig. 3.1 : Effet de la variation du degré de saturation sur les déplacements normalisés en surface ($f=1\text{Hz}$) – demi-espace sableux – incidence d'onde P_1	55
Fig. 3.2 : Effet de la variation du degré de saturation sur les déplacements normalisés en surface ($f=1\text{Hz}$) – demi-espace rocheux – incidence d'onde P_1	55
Fig. 3.3 : Effet de la variation du degré de saturation sur les déplacements normalisés en surface ($f=1\text{Hz}$) – demi-espace sableux – incidence d'onde SV	56
Fig. 3.4 : Effet de la variation du degré de saturation sur les déplacements normalisés en surface ($f=1\text{Hz}$) – demi-espace rocheux – incidence d'onde SV	56
Fig. 3.5 : Effet de la variation de la porosité sur les déplacements normalisés en surface ($f=1\text{Hz}$) – demi-espace sableux – incidence d'onde P_1	57
Fig. 3.6 : Effet de la variation de la porosité sur les déplacements normalisés en surface ($f=1\text{Hz}$) – demi-espace rocheux – incidence d'onde P_1	58
Fig. 3.7 : Effet de la variation de la porosité sur les déplacements normalisés en surface ($f=1\text{Hz}$) – demi-espace sableux – incidence d'onde SV	58
Fig. 3.8 : Effet de la variation de la porosité sur les déplacements normalisés en surface ($f=1\text{Hz}$) – demi-espace rocheux – incidence d'onde SV	59
Fig. 3.9 : Schéma du profil de sol monocouche	60
Fig. 3.10 : Fonctions de transfert horizontale de la couche de sol sableuse pour le cas d'une onde SV (a) incidence verticale (b) incidence oblique à 20° (c) incidence oblique à 30°	61
Fig. 3.11 : Effet de la variation du contraste d'impédance sur les fonctions de transfert – Incidence d'onde SV verticale	63
Fig. 3.12 : Effet de la variation du contraste d'impédance sur les fonctions de transfert – Incidence d'onde P_1 verticale	63
Fig. 3.13 : Effet de la variation de l'angle d'incidence sur les fonctions de transfert – Contraste d'impédance infini – Incidence d'onde SV	64
Fig. 3.14 : Effet de la variation de l'angle d'incidence sur les fonctions de transfert – Contraste d'impédance infini – Incidence d'onde P_1	64
Fig. 3.15 : Effet de la variation de l'angle d'incidence sur les fonctions de transfert – Contraste d'impédance 0.1 – Incidence d'onde SV	64

Fig. 3.16 : Effet de la variation de l'angle d'incidence sur les fonctions de transfert – Contraste d'impédance 0.1 – Incidence d'onde P_1	65
Fig. 3.17 : Effet de la variation de l'angle d'incidence sur les fonctions de transfert – Contraste d'impédance 0.2 – Incidence d'onde SV	65
Fig. 3.18 : Effet de la variation de l'angle d'incidence sur les fonctions de transfert – Contraste d'impédance 0.2 – Incidence d'onde P_1	65
Fig. 3.19 : Effet de la variation de l'angle d'incidence sur les fonctions de transfert – Contraste d'impédance 0.3 – Incidence d'onde SV	66
Fig. 3.20 : Effet de la variation de l'angle d'incidence sur les fonctions de transfert – Contraste d'impédance 0.3 – Incidence d'onde P_1	66
Fig. 3.21 : Effet de la variation de l'angle d'incidence sur les fonctions de transfert – Contraste d'impédance 0.4 – Incidence d'onde SV	66
Fig. 3.22 : Effet de la variation de l'angle d'incidence sur les fonctions de transfert – Contraste d'impédance 0.4 – Incidence d'onde P_1	67
Fig. 3.23 : : Effet de la variation de la porosité sur les fonctions de transfert – Incidence d'ondes verticales (a) SV (b) P_1	67
Fig. 3.24 : Effet de la variation de la porosité sur les fonctions de transfert – Incidence d'ondes SV à 20°	68
Fig. 3.25 : Effet de la variation du degré de saturation sur les fonctions de transfert – Incidence d'ondes verticales (a) SV (b) P_1	68
Fig. 3.26 : Effet de la variation du degré de saturation sur les fonctions de transfert – Incidence d'ondes SV à 20°	69
Fig. 3.27 : Effet de la variation de la perméabilité sur les fonctions de transfert – Incidence d'ondes verticales (a) SV (b) P_1	70
Fig. 3.28 : Effet de la variation de la perméabilité sur les fonctions de transfert – Incidence d'onde SV à 30°	70
Fig. 4.1: Accélération sismique du séisme de Boumerdès (21 Mai 2003) enregistrées à Keddara (a) Composante Est-Ouest (b) Composante Nord-Sud	76
Fig. 4.2 : Accélération simulée typique (PGA=0.2g)	77
Fig. 4.3 : Réalisations typiques du (a) Module de cisaillement G ; $Cv_G = 0.2$ (b) Degré de saturation S_r ; $Cv_{S_r} = 0.01$ et (c) Porosité n ; $Cv_n=0.2$	78
Fig. 4.4. Variation du module de cisaillement et de l'amortissement matériel du squelette en fonction de la distorsion	79
Fig. 4.5 : Influence de la stochasticité du module de cisaillement sur (a) l'amplification moyenne et (b) l'écart type – Incidence d'onde P_1 verticale	79
Fig. 4.6 : Influence de la stochasticité du module de cisaillement sur (a) l'amplification moyenne et (b) l'écart type – Incidence d'onde SV inclinée à 20°	80
Fig. 4.7 : Influence de la stochasticité du degré de saturation sur (a) l'amplification moyenne (b) l'écart type – Incidence d'onde P_1 verticale	81
Fig. 4.8 : Influence de la stochasticité du degré de saturation sur (a) l'amplification moyenne (b) l'écart type – Incidence d'onde SV à 20°	81
Fig. 4.9 : Influence de la stochasticité de la porosité sur (a) l'amplification moyenne (b) l'écart type – Incidence d'onde P_1 verticale	82

Fig. 4.10 : Influence de la stochasticité de la porosité sur (a) l'amplification moyenne (b) l'écart type – Incidence d'onde SV à 20°	82
Fig. 5.1 : Sol multicouche poro-élastique reposant sur un substratum	86
Fig. 5.2 : Profil de sol stratifié utilisé dans l'exemple	94
Fig. 5.3 : Exemples de perte de cohérence en surface pour $\lambda = 50$ m, $S_r = 100\%$ et $\varphi = 30^\circ$	95
Fig.5.4 : Fonctions d'intensité identifiées pour $S_r = 100\%$ (a) $\varphi = 0^\circ$ et (b) $\varphi = 30^\circ$	96
Fig. 5.5: Perte de cohérence au niveau de la surface libre pour $\alpha = 2 \times 10^{-4}$ et $S_r = 100\%$	96
Fig. 5.6 : Perte de cohérence à 80 m de profondeur pour le cas d'incidence d'une onde (a) P_1 (b) P_2 et (c) SV - $S_r = 100\%$, $\varphi = 0^\circ$ and $\alpha = 2 \times 10^{-4}$	98
Fig. 5.7 : Perte de cohérence à 80 m de profondeur pour le cas d'incidence d'une onde (a) P_1 (b) P_2 et (c) SV - $S_r = 100\%$, $\varphi = 30^\circ$ and $\alpha = 2 \times 10^{-4}$	99
Fig.5.8 : Fonctions d'intensité identifiées pour $S_r = 98\%$ (a) $\varphi = 0^\circ$ et (b) $\varphi = 30^\circ$	100
Fig. 5.9 : Perte de cohérence à 80 m de profondeur pour le cas d'incidence d'une onde (a) P_1 (b) P_2 et (c) SV - $S_r = 98\%$, $\varphi = 30^\circ$ and $\alpha = 2 \times 10^{-4}$	101

LISTE DES SYMBOLES

\ddot{u}	accélération du solide.
\ddot{U}	accélération du fluide.
g	gravité.
ρ_s	masse volumique de la phase solide.
ρ_f	masse volumique de la phase fluide.
ρ	masse volumique de l'ensemble solide-fluide.
\dot{w}	accélération relative du fluide par rapport au solide
K	coefficient de perméabilité du sol (m/s)
σ_{ij}	tenseur des contraintes totales.
P_f	pression interstitielle.
e	déformations volumiques associées au squelette solide
ζ	incrément volumique du fluide.
ε_{ij}	tenseur des déformations.
δ_{ij}	symbole de Kronecker.
λ et μ	coefficients de Lamé.
α	constante de Biot
M	constante de Biot
K_s	module d'incompressibilité des grains solides
K_b	module d'incompressibilité du squelette
K_f	modules d'incompressibilité du fluide interstitiel
K_w	modules d'incompressibilité de l'eau
P_a	pression atmosphérique absolue
S_r	degré de saturation
η	viscosité dynamique du fluide
k	perméabilité (m ²)
n	porosité
φ_s et ψ_s	potentiels associés à la phase solide
φ_f et ψ_f	potentiels associés à la phase fluide

\vec{k}_p vecteur nombre d'onde de l'onde de compression

\vec{k}_s vecteur nombre d'onde de l'onde de cisaillement

\vec{r} vecteur coordonnées

ω fréquence angulaire

t le temps

$i = \sqrt{\pm 1}$

P_1 1^{ère} onde de compression

P_2 2^{ème} onde de compression

SV onde de cisaillement

f_c fréquence critique

V_s vitesse des ondes de cisaillement

$V_{p_{1,2}}$ vitesse des ondes P_1 et P_2

CV coefficient de variation

A_{ij} rapport entre l'amplitude de l'onde réfléchi i et celle de l'onde incidente j .

$C_{**}(\delta, y, t)$ fonctions d'inter-corrélations spatio-temporelles

$R_j(\tau)$ fonction d'autocorrélation pour le train d'onde j

$S_{**}(\delta, y, \omega)$ fonctions d'inter-densité spatio-spectrale

$\gamma(\delta, y, \omega)$ fonction de cohérence

INTRODUCTION GENERALE

De par sa nature, le sol est composé d'un squelette solide et d'un ensemble de pores qui peuvent être, partiellement ou totalement, saturés en eau. Lorsqu'il est à l'état sec et qu'il présente une porosité moyenne, comme c'est le cas pour la majorité des sables, graviers et roches, la modélisation du sol par milieux poreux n'est pas nécessaire car les réponses dynamiques du sol sont proches de celles obtenues en utilisant un modèle non poreux classique, et donc monophasique. Cependant, l'eau interstitielle dans un sol très humide modifie clairement le comportement de celui-ci, et cela est particulièrement notable en cas de saturation complète (Yang 2000-2001, Zhang 2014, Wakif et al. 2016-2017). A titre d'exemple, l'augmentation de la pression interstitielle induite par un tremblement de terre peut entraîner une perte de capacité portante du sol saturé. Ce phénomène de liquéfaction ne peut être prédit avec précision qu'en considérant le sol comme étant un milieu poreux.

L'analyse de la propagation d'ondes de déformation à travers les sols poreux saturés d'eau, est d'un intérêt fondamental pour plusieurs applications théoriques et pratiques en sismologie, dynamique des sols, hydrogéologie et prospection pétrolière. Dans ce domaine, une seule théorie a dominé la recherche scientifique, à savoir la théorie de Biot, établie en 1956. L'idée de base du modèle de Biot consiste à écrire que la contrainte macroscopique et la pression interstitielle résultent, d'une part des effets visqueux, dus à l'écoulement du fluide par rapport à la matrice, et d'autre part, des effets inertiels, dus à l'entraînement mutuel qu'une phase en mouvement exerce sur l'autre. Cette théorie a révélé l'existence d'une deuxième onde de compression se propageant dans le milieu poreux. A cela s'ajoute le caractère dissipatif des ondes sismiques, due à la présence de la phase liquide (Biot 1962).

Cette théorie a été largement utilisée durant les soixante dernières années mais elle a connu un engouement particulier à partir des années 80. Depuis, un grand nombre de formulations ont été avancées dans le but de mener des investigations très étendues dans le domaine de la dynamique des sols. Certaines de ces méthodes étaient analytiques (Geertsma et Smit 1961, Simon *et al.* 1984, Geli 1985, Valliappan *et al.* 1995, Rajapakse *et al.* 1995, Akiyoshi *et al.* 1998, Bo 2000, Yang 2000-2002, Al Rjoub 2013, Liu et Zhao 2013, Baris et Ülker 2014, Zheng et Ding, 2014-2015), alors que d'autres étaient

basées sur des méthodes numériques telles que la méthode des éléments finis (Zienkiewicz et Shiomi 1984, Salvadurai et Karpurapu 1989, Bougacha *et al.* 1993, Tabatabaie *et al.* 1994, Khalili *et al.* 1999, Maotian 2009, Lee 2011, Zhang 2011, Heider *et al.* 2014), la méthode des couches minces (Nogami et Kazama 1992-1997) ou encore la méthode des éléments de frontières (Dominguez 1993, Hadid et Gherboudj 2008, Gherboudj et Hadid 2011, Maghoul *et al.* 2011).

Dans de récentes études, (Yang et Sato 2000, Yang 2002, Mehiaoui *et al.* 2005-2008), les déplacements dynamiques et les fonctions d'amplification ont été étudiées pour le cas des sols multicouches poro-élastiques. Les résultats de ces études portant sur l'effet de plusieurs caractéristiques géomécaniques du sol ont révélé que, quel que soit le modèle de comportement considéré, *i.e.* linéaire ou non-linéaire, certains paramètres, tels que le degré de saturation ou le module d'incompressibilité, exerçaient une influence prépondérante ; par rapport à d'autres caractéristiques du sol ; sur la réponse dynamique du milieu poreux.

Le modèle de propagation d'ondes sismiques à travers un milieu poreux est en effet différent de celui adopté pour un milieu monophasique. De ce fait, l'amplification du signal sismique par le milieu poreux est différente de celle d'un milieu monophasique. Le problème inverse, à savoir le processus de déamplification, est lui aussi à son tour, différent. La compréhension de ces deux processus, à savoir l'amplification et la déamplification des ondes sismiques, est fondamentale en dynamique des sols puisqu'elle permet l'analyse d'autres phénomènes plus complexes tels que les effets de sites, l'interaction sol-structure dans le cas des ouvrages enterrés, l'interaction multiple entre structure via le sol..etc.

L'étude de la déamplification, ou de la déconvolution stochastique, a été initiée car la grande majorité des réseaux d'enregistrement sismiques sont installés en champs libre, c'est-à-dire en surface. De ce fait, la variabilité spatiale de la réponse sismique des sols, en profondeur, n'est pas directement observable. Il est bien reconnu, aujourd'hui, que celle-ci est un phénomène important qui ne peut être ignoré dans le design des structures étendues.

L'un des outils les plus utilisés pour quantifier cette variation, est la fonction de cohérence qui peut être obtenue à partir d'enregistrement sismique de mouvements forts ou bien à partir des différents modèles reconnus (Harichandran et Vanmarcke 1984, Luco et Wong 1986, Loh et Yeh 1988, Abrahamson *et al.* 1991, Der Kiureghian 1996). Pour le cas particulier des structures étendues enterrées telles que les tunnels, la fonction de cohérence doit être définie en profondeur. Malheureusement, les réseaux d'enregistrements sismiques enterrés sont rares et les modèles proposés ne sont valables qu'en surface. Seul le processus de déamplification stochastique (Kausel et Pais 1984, Zendagui *et al.* 1999) peut fournir des fonctions de cohérence du mouvement en profondeur.

Cette technique consiste en l'estimation des propriétés statistiques du mouvement sismique, en n'importe quel point du sol, en fonction des propriétés statistiques obtenues en champs libre. La méthode a été initiée par Kausel et Pais (1984) pour le cas des ondes SH se propageant dans un demi-espace élastique. Par la suite, Zendagui *et al.* (1999-2002) ont étendu cette formulation au cas des ondes P et SV à travers un sol élastique multicouche.

La résolution des équations d'ondes en milieux poreux, réalisée en tout premier lieu par Biot (1956), conduit à considérer trois ondes de volume se propageant dans ce type de domaine : une onde de cisaillement et deux ondes de compression. La première onde de compression (onde P_1) ainsi que l'onde de cisaillement (onde S) sont en beaucoup de points similaires à celles que l'on rencontre dans la théorie de la propagation d'onde en milieu élastique monophasique. Par contre, la seconde onde de compression (onde P_2), est associée, au niveau des basses fréquences, à un processus de diffusion. Cette onde est par ailleurs fortement dépendante de la perméabilité du milieu poreux ainsi que de la viscosité du fluide interstitiel (Geli 1985, Bourbié *et al.* 1987). Elle correspond au mouvement relatif du fluide par rapport au squelette solide. Son existence ainsi que le caractère visqueux du fluide modifient clairement le modèle de propagation d'onde. Pour cette raison, la technique de la déamplification doit être réadaptée avant d'être utilisée dans le cas des milieux poreux.

C'est dans ce cadre que s'inscrit cette recherche en généralisant la formulation du processus de déamplification stochastique, déjà développée par Kausel et Pais (1984) pour le cas de propagation d'ondes de type SH et par Zendagui *et al.* (1999, 2002) pour le cas de propagation d'ondes de type P et SV à travers un sol élastique monophasique multicouche, et ce pour le cas de propagation d'ondes de type P_1 , P_2 et SV à travers un sol poro-visco-élastique multicouche.

Pour effectuer ce travail de recherche, nous nous sommes intéressés, dans une première partie, au problème de l'amplification des ondes sismiques à travers les sols poro-visco-élastiques ainsi qu'aux différents paramètres géotechniques et géodynamiques qui pourraient la modifier. Nous avons choisi plusieurs modélisations possibles du sol, à savoir le modèle linéaire et le modèle linéaire équivalent, mais aussi le modèle déterministe et le modèle stochastique.

Cette première partie nous a permis de mettre en évidence les principaux paramètres pouvant influencer le comportement dynamique du sol. Aussi, les fonctions de transferts évaluées nous ont servi d'outils de calcul pour la deuxième partie du travail. Celle-ci a été entièrement consacrée au problème de la déamplification du signal sismique à travers les milieux poreux.

Le travail présenté dans cette thèse est organisé de la manière suivante :

Après une brève introduction générale résumant la problématique traitée, un état de l'art portant sur l'utilisation de la théorie de Biot en dynamique des sols ainsi que les bases de cette modélisation sont présentés dans le chapitre 1. Nous abordons par la suite la première partie de l'étude, à savoir : l'amplification des ondes sismiques à travers les sols poro-élastiques. Dans ce sens, nous avons consacré le chapitre 2 à un exposé détaillé des méthodes de calcul utilisées dans l'évaluation des fonctions de transfert pour les milieux poreux, alors que le chapitre 3 présente une étude paramétrique dans laquelle nous avons tenté de mettre en évidence les principales caractéristiques du sol pouvant influencer l'amplification du mouvement en champs libre.

Dans le chapitre 4, nous nous sommes intéressés à l'influence de la stochasticité de certains paramètres du sol poro-élastique sur la réponse dynamique du modèle à plusieurs excitations sismiques, elles-mêmes simulées à l'aide de fonctions de densité spectrale obtenues à partir d'enregistrements sismiques réels.

Les résultats de cette première partie ont été exploités dans l'étude de la déamplification du mouvement sismique présentée dans la seconde partie de la thèse. Le chapitre 5 englobe toutes les étapes d'élaboration du modèle ainsi qu'une analyse paramétrique.

Enfin, notre travail se termine avec une conclusion générale résumant les principaux résultats obtenus suivis de quelques recommandations pour de futurs travaux de recherche.

CHAPITRE 1

MODELISATION DE L'ELASTODYNAMIQUE DANS LES MILIEUX POREUX - ETAT DE L'ART ET THEORIE -

1.1. Introduction

Le sol saturé est un matériau composé de grains solides et de pores remplis de fluide. A l'échelle microscopique, le milieu n'est pas homogène ; mais à une échelle suffisamment petite devant celle des ouvrages étudiés et suffisamment grande devant la taille des grains de sol, le matériau peut être considéré comme homogène. Il existe deux approches pour l'étude du comportement des milieux non homogènes : l'homogénéisation et l'approche macroscopique.

Dans l'approche macroscopique, le milieu est considéré continu avec la coexistence de deux phases différentes ayant des cinématiques différentes. La méthode consiste alors à écrire les équations d'équilibre de chaque phase et les équations inter-phases (forces d'interaction). La théorie de la consolidation de Terzaghi entre dans cette catégorie. La généralisation au cas tridimensionnel a été présentée par Biot (1941) qui a ensuite étendu sa théorie aux problèmes dynamiques (1956-1973).

C'est donc en 1956 que les bases de l'étude du comportement dynamique des milieux poreux ont été établies. Comme cela a été cité plus haut, cette théorie s'appuie sur une approche macroscopique. D'un côté, les grains des minéraux constitutifs sont combinés et forment avec les pores occlus un squelette, celui-ci est assimilé à un solide élastique. De l'autre côté, le fluide s'écoule à travers les pores connectés et est gouverné par une loi de Darcy généralisée où les termes d'inertie sont pris en compte. Une interaction fluide-solide prend naissance entre les deux phases et est modélisée en termes de couplage entre les deux phases.

Il faut savoir que cette théorie est partagée entre deux domaines, celui des basses fréquences et celui des hautes fréquences (Geli 1985). Dans la théorie basses fréquences, se situent les problèmes de sismologie et de génie civil, alors que dans la

théorie hautes fréquences se trouvent le domaine de la prospection pétrolière. La frontière entre les deux intervalles se situe à la fréquence critique qui dépend de la porosité, de la viscosité et de la perméabilité (Bourbié *et al.* 1987).

Le propos de ce chapitre est, dans un premier lieu, de donner un bref aperçu sur les nombreux travaux menés en dynamique des sols sur les milieux poreux. Par la suite, un exposé détaillé des équations d'équilibre de l'élastodynamique du milieu biphasique, établies sur la base de la théorie de Biot (1956), est fait.

1.2. Travaux antérieurs

Le problème de propagation des ondes sismiques, à travers les différentes couches constituant un site donné, en considérant le sol comme milieu poreux biphasique, présente un intérêt par rapport à la modélisation classique du sol en milieu continu à une phase. En effet, et comme cela sera exposé plus tard dans ce chapitre, le modèle de propagation d'ondes est différent de celui rencontré dans le milieu monophasique. Biot (1956) a avancé l'existence de trois ondes de volume se propageant dans le milieu poreux : une onde transversale S et deux ondes longitudinales, P_1 et P_2 . Ces ondes prédites théoriquement ont ensuite été identifiées par Plona en 1979. A partir de cette période-là, beaucoup de chercheurs se sont attelés à faire des investigations sur l'impact de cette modélisation biphasique sur la réponse dynamique des sols.

En 1984, une formulation analytique des équations régissant la réponse transitoire d'un milieu poro-élastique a été développée mettant en évidence l'influence de la compressibilité du fluide et du solide (Simon *et al.* 1984). Les auteurs ont proposé une solution analytique exacte du problème unidimensionnel pour différents degrés de compressibilité du milieu soumis à plusieurs types de contraintes. Les résultats obtenus ont fourni les caractéristiques générales de la propagation d'ondes dans un milieu poreux et ont donné un point de repère pour les solutions numériques.

La même année, Zienkiewicz et Shiomi (1984) ont proposé plusieurs formulations discrétisées du problème en procédant à des changements de variables et à des approximations relatives aux caractéristiques des deux milieux dont la compressibilité du fluide et la perméabilité du sol. Par la suite, ils ont discuté de l'efficacité de la résolution numérique du problème à travers les différentes formulations notamment dans le cas de l'excitation sismique et des problèmes de consolidation du sol pour lesquels deux formulations ont été utilisées. L'une prenant en compte la compressibilité du fluide et l'autre pas. Cette dernière a abouti aux mêmes résultats que la première méthode mais avec l'introduction d'un léger amortissement numérique.

Salvadurai et Karpurapu (1989) ont proposé de modéliser le problème avec un maillage couplé d'éléments finis et d'éléments infinis. Les éléments utilisés devaient impérativement assurer la compatibilité entre les variations de pressions et celles des

contraintes effectives. Les résultats obtenus pour des fondations flexibles et rigides reposant sur un demi-espace élastique saturé, pour le cas drainé ou non drainé, ont indiqué que le maillage mixte donne d'aussi bons résultats que le maillage éléments finis par rapport à la solution analytique mais avec beaucoup moins d'éléments et de calculs numériques.

La méthode des couches minces a été utilisée par Nogami et Kazama en 1992. Leurs investigations ont indiqué qu'en cas de saturation, la présence du liquide augmente la rigidité du sol ainsi que le couplage entre les deux phases solide et fluide. Ces effets sont affectés par la vitesse de chargement et les conditions aux limites (sol drainé ou non) ainsi que par la perméabilité. Ils ont noté que plus le mouvement du fluide est important, plus l'amortissement l'est lui aussi. De plus, en cas de saturation, la réponse dynamique peut s'en trouver significativement différente.

Une technique d'éléments finis semi-discrète a été développée par Bougacha *et al.* (1993) afin de calculer l'impédance des fondations rigide circulaire reposant sur un sol poro-élastique saturé. La solution est discrète dans la direction verticale et continue dans le sens horizontal.

Une solution analytique, ainsi qu'une solution numérique aux éléments finis, des équations de Biot pour le cas bidimensionnel a aussi été proposée par Tabatabaie *et al.* en 1994. L'étude portait sur le cas d'un sol monocouche reposant sur un substratum rocheux et supportant une fondation excitée par une charge verticale harmonique. La résolution par éléments finis a donné des valeurs très proches de la solution exacte.

La méthode de la matrice de rigidité d'un multicouche poro-élastique a été développée par Rajarakse et Sunjuntichai en 1995. Les inconnues du problème à traiter étaient les déplacements du solide et la pression interstitielle. La matrice de rigidité reliant les déplacements et les pressions au vecteur chargement a été développée pour le cas d'une couche de sol d'épaisseur connue ainsi que pour le cas d'un demi-espace. Ceci a été effectué grâce à une solution analytique exacte des équations de Biot (1956). Avec cette technique, la matrice de rigidité globale d'un système multicouche est assemblée en considérant les conditions de surface aux niveaux des frontières de chaque couche de sol.

En utilisant la transformée de Fourier, Valliapan *et al.* (1995) ont établi une solution analytique, dans le domaine des fréquences, pour le cas bidimensionnel de propagation d'ondes dans un demi-espace saturé, soumis à une excitation verticale harmonique en surface. Ils ont étudié le rôle de la compressibilité, du degré de saturation et de la perméabilité du sol, et ont trouvé que l'effet de la pression interstitielle est dominant uniquement dans le cas des sols très saturés avec des grains solides incompressibles et une faible perméabilité. Pour le cas des sols partiellement saturés, compressibles ou très

perméables, les contraintes sont principalement transmises à la partie solide et de ce fait les pressions interstitielles sont faibles.

En 1998, Akiyoshi *et al.* ont utilisé des frontières absorbantes pour étudier le problème, en champs libre, dans le cas bidimensionnel, isotrope et anisotrope. Afin de faciliter la résolution, ils ont introduit des constantes équivalentes à celles de Lamé. Les résultats numériques ont indiqué que les frontières absorbantes proposées sont efficaces et qu'elles permettent une bonne modélisation du champ lointain.

Khalili *et al.* (1999) ont utilisé un maillage couplé éléments finis-éléments infinis pour modéliser une couche de sol saturée, latéralement infinie, reposant sur un demi-espace imperméable. Les résultats comparés à ceux obtenus par l'utilisation d'un grand nombre d'élément finis et à ceux donnés par la résolution analytique (cas unidimensionnel), ont révélé l'efficacité du maillage couplé.

En 1999, Bo et Hua ont traité le cas de la réponse dynamique verticale d'un disque reposant sur un demi-espace élastique saturé et partiellement drainé. La résolution analytique des équations a été obtenue par une procédure originale dans laquelle les équations intégrales gouvernant le problème ont été réduites à un système d'équations intégrales Fredholm du second ordre, en appliquant la transformée d'Abel. Un an plus tard et en suivant la même méthodologie que pour le calcul de la réponse verticale d'un disque reposant sur un demi-espace saturé, Bo et Hua (2000) ont évalué cette fois-ci l'effet lacet et ont trouvé que l'écart entre les résultats du demi-espace saturé et ceux du demi-espace élastique est inférieur à 18% et peut, de leur point de vu, être légitimement négligée.

Une étude publiée, par Yang et Sato en 2000, a porté sur l'effet du degré de saturation sur les déplacements verticaux et horizontaux d'une interface séparant un substratum rocheux d'un sol poro-élastique partiellement saturé soumis à une onde incidente SV. Dans ce contexte, ils ont développé une formulation analytique du problème traité. Les résultats obtenus ont indiqué que lorsqu'il approche les 100%, le degré de saturation a une influence considérable sur les déplacements ainsi que sur le rapport de leurs amplitudes. Cette influence est fonction de la fréquence et de l'angle d'incidence. Les auteurs ont conclu sur l'importance de la prise en compte du degré de saturation dans les études de propagations d'ondes notamment celles basées sur les observations d'enregistrements sismiques. Cette étude a été suivie la même année par la publication d'un second article de Yang (2000) portant sur l'influence du degré de saturation sur les déplacements verticaux et horizontaux d'une interface séparant un substratum rocheux d'un sol poro-élastique partiellement saturé soumis à une onde incidente P , en fonction de l'angle d'incidence et de la fréquence d'excitation. De même que pour les ondes SV, le degré de saturation exerce une certaine influence sur les déplacements. De manière générale, une saturation partielle proche des 100% engendre un faible rapport

d'amplitude entre les déplacements horizontaux et verticaux excepté dans le cas d'une incidence vertical.

Une solution exacte du problème de propagation d'onde SV dans un multicouche poro-élastique reposant sur un substratum rocheux a été aussi développée par Yang (2001). Le milieu poreux était caractérisé par son degré de saturation, sa porosité, sa perméabilité ainsi que par sa compressibilité. Les résultats numériques pour le cas d'un demi-espace et celui d'un monocouche ont indiqué que l'effet du degré de saturation peut être significatif et est directement relié à l'angle d'incidence.

Gherboudj et Hadid (2008) ont développé une formulation integro-matricielle pour le calcul de la réponse dynamique des fondations filantes rigides superficielles et enterrées, dans un demi-espace poro-élastique. Une étude paramétrique relative à l'influence de la perméabilité, la porosité, le degré de saturation, l'enterrement et le type de contact sol-fondation, sur les fonctions d'impédance, a été présentée. Leur étude a indiqué que l'effet du degré de saturation S_r est négligeable sur les fonctions d'impédance horizontal et de balancement. Cependant, la fonction d'impédance verticale est sensiblement affectée par ce paramètre. Quant à la porosité, son impact est négligeable.

Une étude originale a été publiée, en 2009, par Maotian *et al.* dans laquelle les auteurs se sont intéressés au problème particulier de la liquéfaction des fonds marins. Cette étude présente un intérêt certain pour la stabilité dynamique des pipelines. En utilisant un modèle éléments finis bidimensionnels, le potentiel de liquéfaction d'un sable sous-marin a été évalué. L'étude paramétrique a révélé l'influence considérable du module de Young, du coefficient de Poisson ainsi que de la perméabilité du fond sous-marin sur les surpressions interstitielles.

Afin de calculer l'impédance d'une fondation cylindrique reposant sur un demi espace poro-élastique, Lee *et al.* (2011) ont proposé de combiner, en utilisant les coordonnées cylindriques, des éléments finis avec des éléments semi-infinis ainsi que des frontières absorbantes d'un nouveau genre. Les résultats de leur modèle sont assez proches de ceux obtenus avec d'autres techniques numériques, mais leur technique présente un gain substantiel en temps de calcul.

En utilisant des modèles éléments finis tridimensionnels inclus dans le logiciel DYNE3WAC, Zhang *et al.* (2011) ont porté leur intérêt sur les surpressions des fonds sous-marins induites par les séismes ainsi que leurs effets sur les pipelines enterrés. Une étude paramétrique mettant l'accent sur l'effet des caractéristiques de l'onde sismique et du sol poro-élastique ainsi que les dimensions du pipeline, a été présentée. Les résultats numériques ont indiqué qu'en plus de l'influence des paramètres physico-mécaniques du fond sous-marin, les surpressions interstitielles, autour du pipeline,

augmentent avec l'angle d'incidence et la fréquence de l'onde sismique ainsi qu'avec la profondeur du fond.

Sur la base de la théorie de la poro-mécanique et en complément à la théorie de Biot, Maghoul *et al.* (2011) ont publié un article dans lequel ils présentaient les équations différentielles gouvernant un milieu poreux non saturé, contenant deux fluides compressible, l'eau et l'air, et soumis à un chargement dynamique. Une solution exacte n'étant pas possible, ils ont proposé une modélisation par éléments de frontières en utilisant la méthode des résidus pondérés.

Une étude paramétrique, sur l'effet de la perméabilité du sol et de la viscosité du fluide interstitiel, sur la réponse dynamique d'un demi-espace poreux, à la propagation d'une onde P_1 , a été présentée en 2013, par Al Rjoub. Les résultats de son étude ont indiqué que l'effet de la perméabilité n'est notable que pour le cas des sols rigides ayant une porosité supérieure à 0.4 et que l'onde P_2 , générée lors de la réflexion de l'onde incidente, peut mobiliser jusqu'à 15% de l'énergie réfléchie. Pour le cas des sols meubles, l'influence de la perméabilité est négligeable.

En 2013 aussi, Liu et Zhao ont proposé une solution exacte à l'analyse dynamique des milieux poro-élastiques multicouches, en utilisant la méthode des matrices de transfert généralisée, pour les cas uni, bi et tri-dimensionnels. La simplicité de résolution et la stabilité des résultats obtenus fait de cette technique une bonne alternative à la méthode de Haskell Thomson pour le cas des milieux poreux.

Zhang *et al.* (2014) ont présenté la solution de l'équation d'onde de Rayleigh pour un demi espace poro-élastique saturé ainsi qu'une solution analogue obtenue avec le model viscoélastique saturé équivalent. La comparaison de ses deux résultats a indiqué que le model viscoélastique équivalent doit être utilisé avec précaution en fonction de la fréquence critique du sol.

Heider *et al.* (2014) ont choisi d'adopter la théorie des milieux poreux comme alternative à la théorie de Biot. Celle-ci considère les contraintes thermodynamique et assume que tous les pores sont occlus. Ils ont utilisé la méthode des éléments finis, sur un modèle non linéaire, afin d'évaluer la probabilité de liquéfaction d'un sol multicouche.

Une solution analytique, en coordonnées cylindriques, pour le cas de la propagation d'ondes à travers un semi-espace poro-élastique saturé a été développée par Zheng et Ding (2014-2015). La méthode a été élaborée pour les problèmes en hautes fréquences ; notamment ceux en champ proche ; et s'appuie sur un algorithme puissant, à savoir, la méthode généralisée des matrices de réflexion et de transmission. Le calcul des potentiels d'ondes P_1 , P_2 , SV et SH a été ainsi présenté pour le cas de plusieurs types d'excitations en surface et en profondeur. La comparaison des résultats obtenus avec ceux de précédentes études a indiqué une bonne concordance.

Un tout nouveau modèle permettant de prendre en charge l'hétérogénéité du milieu poreux à l'échelle mésoscopique, en considérant une double porosité, a été développé par Rohan *et al.* (2017). Leurs résultats ont abouti à des valeurs plus importantes de la dispersion des ondes sismiques.

En 2017, Tong et al. ont apporté une modification au modèle non linéaire de Biot (1973) avec l'introduction de trois nouveaux paramètres. Les résultats de leurs investigations sur la réponse dynamique du sol poreux à une excitation sismique ont révélé que les ondes P_2 ont une importance capitale dans la compréhension du comportement du sol en champs proche alors qu'en champs lointain, c'est les ondes P_1 qui sont les plus importantes.

A la lumière de tous ces travaux, il apparaît clairement que la dynamique des milieux poreux n'a pas encore révélé tous ses secrets. Les méthodes de calcul et de modélisation ne cessent d'évoluer. Le nombre de paramètres pouvant affecter le comportement dynamique du sol justifie amplement toutes les recherches menées à ce jour et qui continuent de l'être.

Dans le cadre de cette étude, une investigation est menée dans un premier temps, dans le domaine déterministe et dans le domaine stochastique, afin d'identifier les principaux paramètres physico-mécaniques pouvant influencer sur les fonctions d'amplification du sol poreux. Celui-ci est tout d'abord modélisé comme ayant un comportement linéaire. Par la suite, les nonlinéarités matériels du sol sont prises en compte à travers le modèle linéaire équivalent. Enfin, l'impact du caractère stochastique de certaines propriétés physico-mécaniques du sol sur son amplification est considéré.

La déamplification des ondes sismiques à travers les milieux poreux saturés en fluide n'ayant jamais été abordée auparavant, une deuxième étude vient compléter celle susmentionnée. Dans cette partie, le modèle de déamplification stochastique initialement élaboré par Kausel et Pais (1984) et modifié par Zendagui et al. (1999-2002), est étendu au cas de propagation d'ondes P_1 , P_2 et SV à un sol multicouche poro-visco-élastique. Cette étude se fait à l'aide des fonctions d'amplification, étudiées dans la première partie de la thèse, et évaluées à l'aide de la méthode des matrices de transfert (Yang 2002) combinée avec celle des matrices de rigidité (Rajapakse et Senjuntichai 1995).

1.3. Equations d'équilibre de l'élastodynamique du milieu poreux

L'analyse d'un problème de dynamique des sols saturés implique l'établissement d'un ensemble d'équations décrivant les différents aspects intervenant dans le comportement de ces derniers. Biot (1956) a déterminé les équations dynamiques en

milieux poreux au moyen de cinq hypothèses complémentaires à celles faites dans le cas de l'élastodynamique :

1. La longueur d'onde est supposée grande devant les dimensions du volume macroscopiques élémentaire représentatif du milieu poreux. A cette échelle, les concepts de la mécanique des milieux continus sont supposés applicables.
2. Les déplacements du fluide et du solide sont petits et donc les lois de l'élasticité linéaire sont applicables.
3. La phase liquide est continue. L'eau s'écoule à travers les pores connectés, qui sont supposés être complètement ou partiellement saturés. Le squelette par définition est constitué du solide et des pores occlus. La porosité considérée est celle des canaux où s'effectue l'écoulement.
4. Le solide est élastique isotrope. Cette hypothèse a été étendue par la suite au cas des solides anisotropes (Biot et Willis 1957, Biot 1962)
5. Absence de tout couplage thermodynamique ou électrocinétique. Seules les dissipations d'énergie dues aux effets visqueux, et inertiels de couplage entre les phases fluide et solide sont considérées. Cette dernière hypothèse a été modifiée par Biot (1961-1962) afin de permettre la prise en charge d'autres sources de dissipation d'énergie dont principalement les frictions entre les grains solide.

1.3.1. Equations d'équilibre et lois de comportement

Dans ce qui suit, l'indice s sera utilisé pour désigner le solide et l'indice f pour désigner le fluide. Le mouvement relatif du fluide par rapport au squelette solide est défini par : $w = n(U - u)$, u et U étant les déplacements du solide et du fluide respectivement, et n la porosité définie par

$$n = \frac{V_v}{V_t} \quad (1.1)$$

où V_v représente le volume des vides et V_t le volume total.

L'équilibre dynamique d'un élément de volume du milieu biphasique s'exprime comme suit (Biot 1956) :

$$\nabla \sigma + \rho g = (1 - n)\rho_s \ddot{u} + n\rho_f \ddot{U} \quad (1.2)$$

avec

\ddot{u} : accélération du solide.

\ddot{U} : accélération du fluide.

g : gravité.

ρ_s : masse volumique de la phase solide.

ρ_f : masse volumique de la phase fluide.

$\rho = (1-n)\rho_s + n\rho_f$: masse volumique de l'ensemble solide-fluide.

En introduisant l'accélération relative du fluide par rapport au solide $\ddot{w} = n(\ddot{U} - \ddot{u})$, l'équation d'équilibre devient :

$$\nabla \sigma + \rho g = \rho \ddot{u} + \rho_f \ddot{w} \quad (1.3)$$

D'autre part, l'équilibre du fluide sous l'action des forces de gravité et des forces d'inertie est régi par la loi de Darcy généralisée :

$$-\nabla P + \rho_f g = \rho_f \ddot{U} + \frac{\rho_f g}{K} \dot{w} \quad (1.4)$$

Cette équation met en évidence l'existence de forces résistantes visqueuses dépendant du coefficient de perméabilité K (m/s) du sol. Compte tenu de la définition du mouvement relatif du fluide par rapport au solide, l'équation (1.4) devient :

$$-\nabla P + \rho_f g = \rho_f \ddot{u} + \frac{\rho_f}{n} \ddot{w} + \frac{\rho_f g}{K} \dot{w} \quad (1.5)$$

Les relations reliant les contraintes, la pression interstitielle et les déformations sont les suivantes (Bourbié *et al.* 1987)

$$\sigma_{ij} = \lambda e \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij} - \alpha \delta_{ij} P_f \quad (1.6)$$

$$P_f = M \zeta - \alpha M e \quad (1.7)$$

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i}) \quad (1.8)$$

avec

σ_{ij} : le tenseur des contraintes totales.

P_f : la pression interstitielle.

$e = \text{div } u$: les déformations volumiques associées au squelette solide

$\zeta = -\text{div } w$: l'incrément volumique du fluide.

ε_{ij} : le tenseur des déformations.

δ_{ij} : le symbole de Kronecker.

λ et μ : les coefficients de Lamé.

$$\alpha = 1 - \frac{K_b}{K_s} \quad \text{et} \quad M = \frac{K_s^2}{K_d - K_b} \quad (1.9)$$

$$K_d = K_s \left[1 + n \left(\frac{K_s}{K_f} - 1 \right) \right] ; \quad K_f = \frac{1}{\frac{1}{K_w} + \frac{1 - S_r}{P_a}} \quad (1.10)$$

α et M sont les constantes de Biot (1956) qui permettent de prendre en compte la compressibilité des grains solides et du fluide avec K_s et K_b les modules d'incompressibilité des grains solides et du squelette respectivement. Ces deux modules sont déterminés expérimentalement (Hovem *et al.* 1991). K_f et K_w sont les modules d'incompressibilité du fluide interstitiel et de l'eau, P_a représente la pression atmosphérique absolue. L'introduction de l'équation (1.10) (Verruijt 1969) permet de considérer les cas de saturation partielle ou totale (Yang 2001) dans le milieu poreux.

1.3.2. Equations de mouvement

En réécrivant les équations (1.3) et (1.5) en fonction des déplacements u et w uniquement et en tenant compte des lois de comportement, le système d'équations couplées suivant est obtenu (Yang 2000) :

$$\mu \nabla^2 u + (\lambda + \alpha^2 M + \mu) \nabla e - \alpha M \nabla \zeta = \rho \ddot{u} + \rho_f \ddot{w} \quad (1.11)$$

$$\alpha M \nabla e - M \nabla \zeta = \rho_f \ddot{u} + \frac{\rho_f}{n} \ddot{w} + \frac{\eta}{k} \dot{w} \quad (1.12)$$

η est la viscosité dynamique du fluide et k la perméabilité en m^2 , reliée au coefficient de perméabilité par la relation :

$$k = K \frac{\eta}{\rho_f g} \quad (1.13)$$

Ainsi si la perméabilité k est une caractéristique du matériau fortement contrôlée par la porosité, le coefficient de perméabilité K est caractéristique des conditions d'écoulement dans un matériau donné pour un fluide donné.

1.3.3. Equations d'ondes

En utilisant la décomposition de Helmholtz pour le champ de déplacement telle que (Yang 2000)

$$u = \nabla \varphi_s + \text{rot } \psi_s \quad (1.14)$$

$$w = \nabla \varphi_f + \text{rot } \psi_f \quad (1.15)$$

dans laquelle φ_s et ψ_s sont les potentiels associés à la phase solide et φ_f et ψ_f ceux associés à la phase fluide, les équations de mouvement (1.11) et (1.12) deviennent

$$\begin{bmatrix} \rho & \rho_f \\ \rho_f & \rho_f/n \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \ddot{\varphi}_s \\ \ddot{\varphi}_f \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & b \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{\varphi}_s \\ \dot{\varphi}_f \end{Bmatrix} - \begin{bmatrix} \lambda+2\mu+\alpha^2M & \alpha M \\ \alpha M & M \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nabla^2 & 0 \\ 0 & \nabla^2 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \varphi_s \\ \varphi_f \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (1.16)$$

$$\begin{bmatrix} \rho & \rho_f \\ \rho_f & \rho_f/n \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \ddot{\psi}_s \\ \ddot{\psi}_f \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & b \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{\psi}_s \\ \dot{\psi}_f \end{Bmatrix} - \begin{bmatrix} \mu & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nabla^2 & 0 \\ 0 & \nabla^2 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \psi_s \\ \psi_f \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (1.17)$$

avec $b = \eta/k$

Les équations (1.16) et (1.17) décrivent la propagation d'ondes de compression et de cisaillement dans un milieu poreux. En supposant que la solution générale à ce problème s'écrit sous la forme suivante

$$\{\varphi\} = \begin{Bmatrix} \varphi_s \\ \varphi_f \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} A_s \exp[i(\omega t - \vec{k}_p \cdot \vec{r})] \\ A_f \exp[i(\omega t - \vec{k}_p \cdot \vec{r})] \end{Bmatrix} \quad (1.18)$$

$$\{\psi\} = \begin{Bmatrix} \psi_s \\ \psi_f \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} B_s \exp[i(\omega t - \vec{k}_s \cdot \vec{r})] \\ B_f \exp[i(\omega t - \vec{k}_s \cdot \vec{r})] \end{Bmatrix} \quad (1.19)$$

avec \vec{k}_p et \vec{k}_s représentant les vecteurs nombres d'ondes et \vec{r} le vecteur coordonnées, ω et t sont respectivement la fréquence angulaire et le temps, $i = \sqrt{-1}$.

En introduisant les équations (1.18) et (1.19) dans les équations de mouvement (1.16) et (1.17), les équations caractéristiques suivantes sont obtenues :

$$\begin{vmatrix} \rho\omega^2 - (\lambda+2\mu+\alpha^2M)k_p^2 & \rho_f\omega^2 - \alpha M k_p^2 \\ \rho_f\omega^2 - \alpha M k_p^2 & (\rho_f/n)\omega^2 - M\rho_f\omega^2 - \alpha M k_p^2 - ib\omega \end{vmatrix} = 0 \quad (1.20)$$

$$\begin{vmatrix} \rho\omega^2 - \mu k_s^2 & \rho_f\omega^2 \\ \rho_f\omega^2 & (\rho_f/n)\omega^2 - ib\omega \end{vmatrix} = 0 \quad (1.21)$$

La résolution de ce système d'équations met en évidence l'existence de trois types d'ondes dans le milieu poreux, à savoir deux ondes de compression P_1 et P_2 et une onde de cisaillement S . Ainsi, à partir de la relation (1.21), l'expression de la vitesse de propagation de l'onde de cisaillement est

$$V_s = \sqrt{\frac{\mu(ibn - \omega\rho_f)}{\omega(\rho_f^2n - \rho\rho_f) + i\rho bn}} \quad (1.22)$$

Pour ce qui est des vitesses de propagation des ondes P_1 et P_2 , leur détermination passe par la résolution de l'équation suivante du quatrième degré qui permet de déterminer V_{p1} et V_{p2} telles que V_{p1} est supérieure à V_{p2} .

$$k_p^4 [M(\lambda + 2\mu)] + k_p^2 [M\omega^2(2\rho_f\alpha - \rho) + (\lambda + 2\mu + \alpha^2 M)(ib\omega - m\omega^2)] + \omega^4(\rho m - \rho_f^2) - ib\rho\omega^3 = 0 \quad (1.23)$$

avec $m = \frac{\rho_f}{n}$

L'équation (1.23) est de la forme $k_p^4 + \varpi_1 k_p^2 + \varpi_2 = 0$, avec

$$\begin{aligned} \varpi_1 &= \frac{(\lambda + 2\mu + \alpha^2 M)(ib\omega - m\omega^2) + (2\rho_f\alpha - \rho)\omega^2 M}{(\lambda + 2\mu)M} \\ \varpi_2 &= \frac{\omega^4(\rho m - \rho_f^2) - ib\rho\omega^3}{(\lambda + 2\mu)M} \end{aligned} \quad (1.24)$$

d'où

$$V_{p_{1,2}} = \frac{\omega}{k_{p_{1,2}}} \quad (1.25)$$

$$k_{p_1}^2 = \frac{-\varpi_1 + \sqrt{\varpi_1^2 - 4\varpi_2}}{2} ; \quad k_{p_2}^2 = \frac{-\varpi_1 - \sqrt{\varpi_1^2 - 4\varpi_2}}{2} \quad (1.26)$$

Ces ondes sont dispersives. Les vitesses de propagation associées à chacune d'elles sont fonction de la fréquence d'excitation et des propriétés du milieu considéré. La première onde de compression est associée à la plus rapide des deux vitesses et correspond à un mouvement pour lequel les vibrations du fluide et du squelette sont pratiquement en phase. Par contre, pour la deuxième onde de compression, les deux mouvements sont en oppositions de phases (Bourbié *et al.* 1987).

Les vitesses de propagation des trois types d'ondes, se propageant dans deux demi-espaces à la fréquence de 1Hz, sont présentées dans les Figs. 1.1., 1.2 et 1.3 en fonction de la variation du degré de saturation, de la porosité et de la perméabilité respectivement. Le tableau 1.1 résume les caractéristiques des deux demi-espaces.

En utilisant l'équation (1.10), les vitesses sont calculées pour différents degrés de saturation. Tel qu'il apparaît dans la Fig. 1.1, les vitesses de propagation des deux ondes de compression P_1 et P_2 sont influencées par le degré de saturation. La vitesse de propagation de l'onde P_1 diminue sensiblement avec même une légère réduction en dessous de la saturation complète. Il est noté qu'elle est maximum pour une complète saturation avec une valeur de 1470 m/sec pour le demi-espace sableux et de 1820 m/sec pour le demi-espace rocheux, alors qu'elle chute à 255m/sec, pour le sable, et 1000 m/sec pour la roche lorsque le milieu est sec, i.e. le degré de saturation est nul.

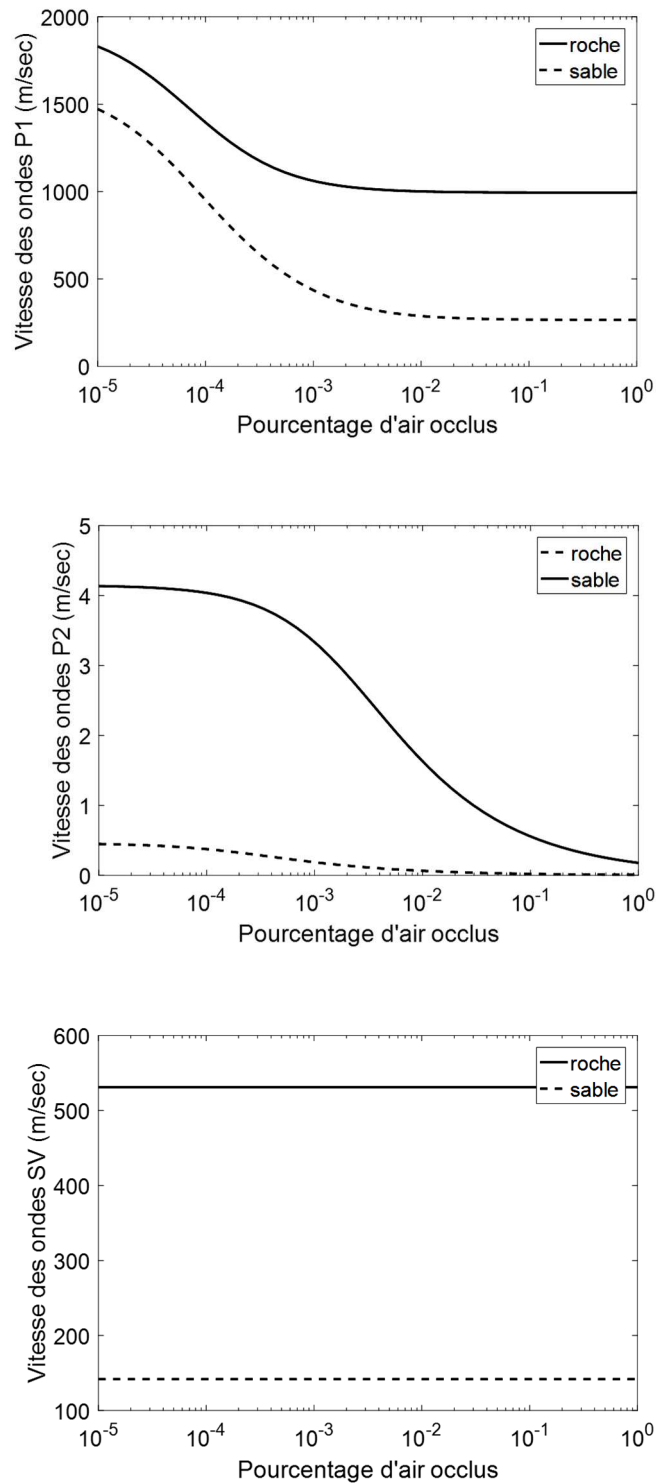


Fig. 1.1 : Effet de la variation du degré de saturation sur les vitesses de propagation des ondes élastiques ($f=1\text{Hz}$) (Yang 2001)

Caractéristiques	Sable	Roche tendre
Masse volumique des grains solides (Kg/m ³)	2650	2610
Porosité	0.4	0.3
Module de cisaillement (MPa)	40	600
Module d'incompressibilité du squelette solide (MPa)	86.7	1300
Module d'incompressibilité des grains solides (GPa)	36	36
Module d'incompressibilité de l'eau interstitielle (GPa)	2.2	2.2
Viscosité du fluide (Ns/m ²)	10 ⁻³	10 ⁻³
Perméabilité (m ²)	10 ⁻¹¹	10 ⁻¹²

Tableau 1.1 : Caractéristiques des demi-espaces

La vitesse de propagation de l'onde P_2 diminue aussi avec la diminution du degré de saturation. Néanmoins, ses valeurs sont nettement inférieures à celles de l'onde P_1 . L'onde de cisaillement ne se propageant pas dans l'eau, la variation du degré de saturation n'exerce aucune influence sur la vitesse de propagation de l'onde SV .

En ce qui concerne la porosité du sol, la Fig. 1.2 indique que les vitesses de propagation des ondes sismiques, dans les deux demi-espaces considérés précédemment, ne semblent pas être affectées par ces variations, à l'exception de l'onde P_1 qui semble présenter une certaine dépendance de ce paramètre.

En effet, lorsque la porosité est de 0.1, les vitesses de propagation de l'onde P_1 sont de 2397 m/sec et de 2514 m/sec, pour le sol sableux et le sol rocheux, respectivement, alors qu'elle chute à 1529 m/sec et 1819 m/sec pour une porosité égale à 0.5. L'influence de la porosité sur les vitesses de propagation des ondes P_1 indique qu'elle pourrait avoir un impact sur la réponse du sol à une excitation dynamique.

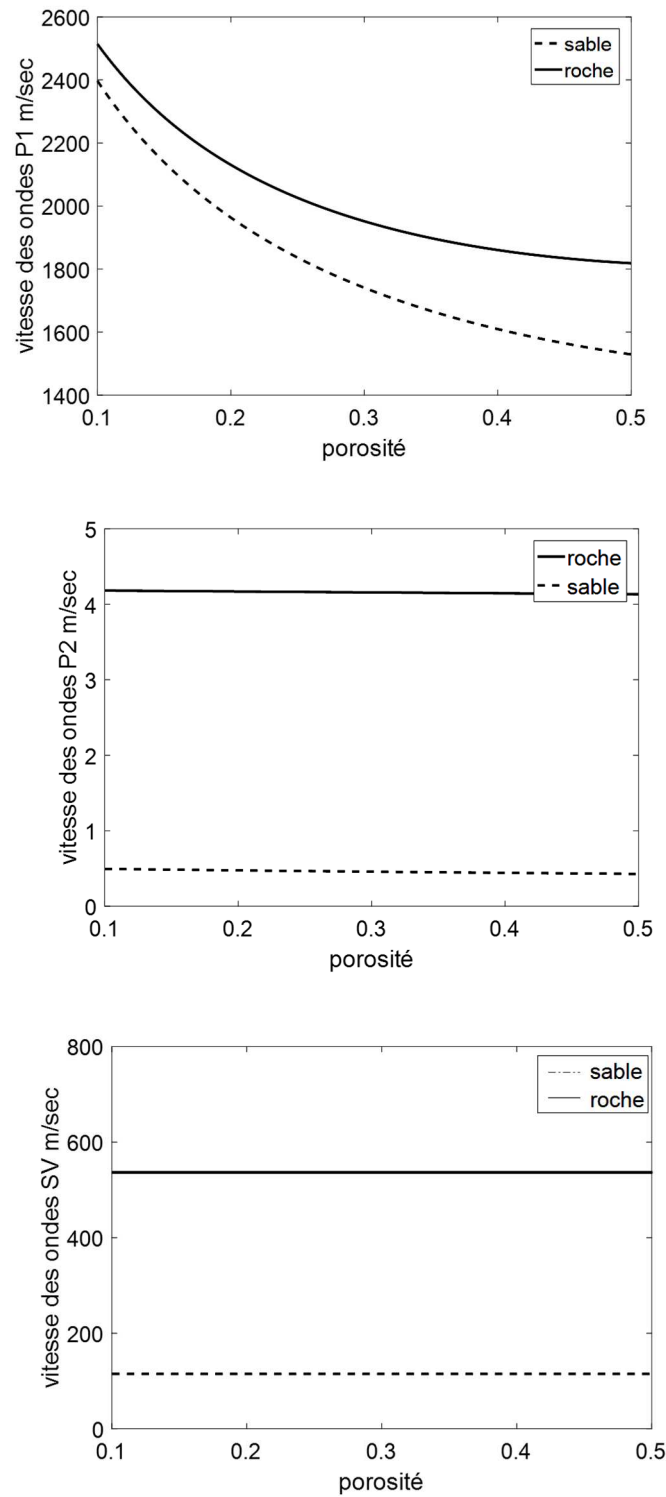


Fig. 1.2 : Effet de la variation de la porosité sur les vitesses de propagation des ondes élastiques ($f=1\text{Hz}$, $S_r=100\%$)

La Fig 1.3 ci-dessous schématise la variation des vitesses de propagation en fonction de la perméabilité du sol. Il semble que seule la vitesse de propagation des ondes P_2 soit sensible à ce paramètre.

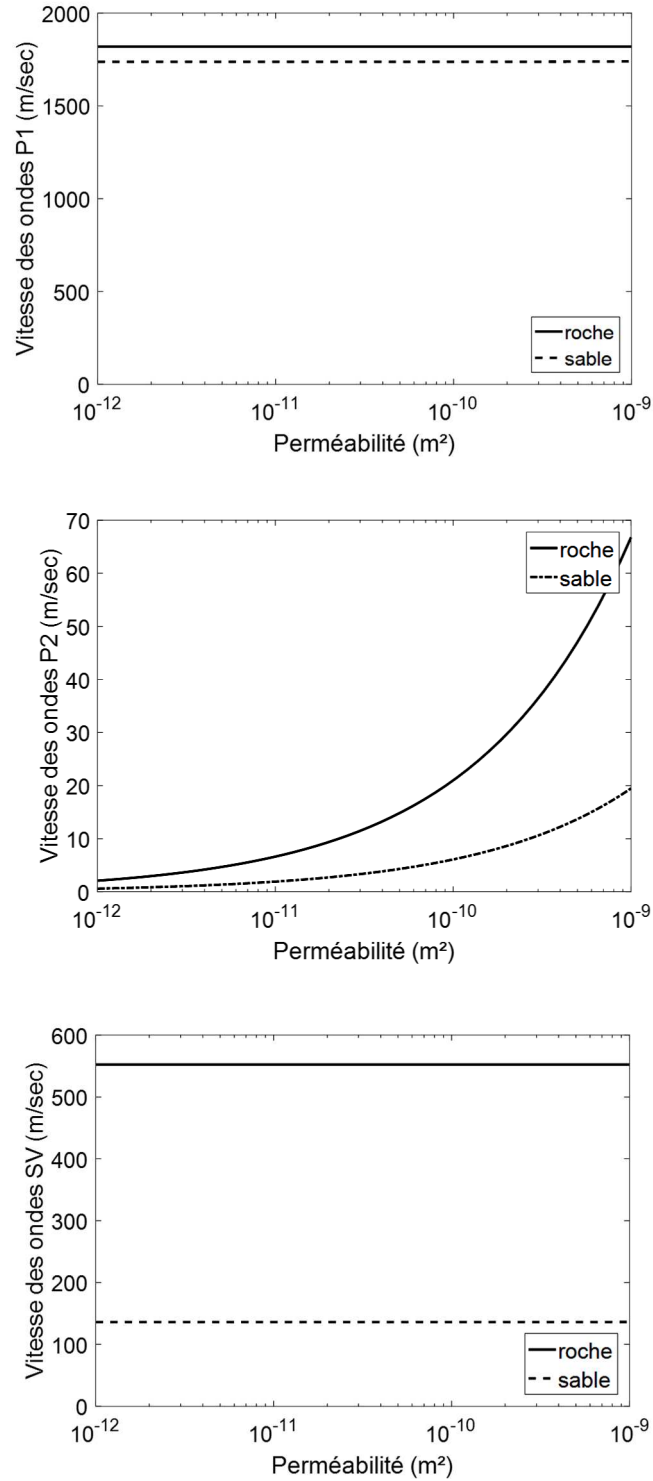


Fig. 1.3 : Effet de la variation de la perméabilité sur les vitesses de propagation des ondes élastiques ($f=1\text{Hz}$, $S_r=100\%$)

Dans le cas où la viscosité du fluide est négligée, le paramètre b s'annule et toutes les vitesses sont réelles (Geli 1985). Tous les modes sont alors propagatifs. Lorsque le paramètre b est non nul, les vitesses de propagations sont complexes. La partie réelle correspond à la vitesse proprement dite, alors que la partie imaginaire traduit l'amortissement spatial de l'amplitude des ondes dû à la dissipation d'énergie.

La Fig. 1.4 schématise l'atténuation des ondes sismiques en fonction de la fréquence critique séparant le domaine des basses fréquences de celui des hautes fréquences. La fréquence caractéristique (Biot 1956) est donnée par $f_c = \frac{1}{2\pi} \frac{b}{m}$.

Il est clairement noté un changement dans le mode de propagation des ondes entre les deux intervalles. En présence de la viscosité, les ondes sismiques sont dispersives dans le domaine des basses fréquences et propagatives dans celui des hautes fréquences (Geli 1985).

Certains auteurs tels que Lin *et al.* (2005) ont proposé de négliger la viscosité du fluide interstitiel en faveur d'une résolution plus simple des équations d'ondes de Biot. L'atténuation des ondes sismiques est ainsi négligée. Leur étude a révélé que les effets de l'onde P_2 sont importants pour le cas des sols ayant un squelette faiblement rigide.

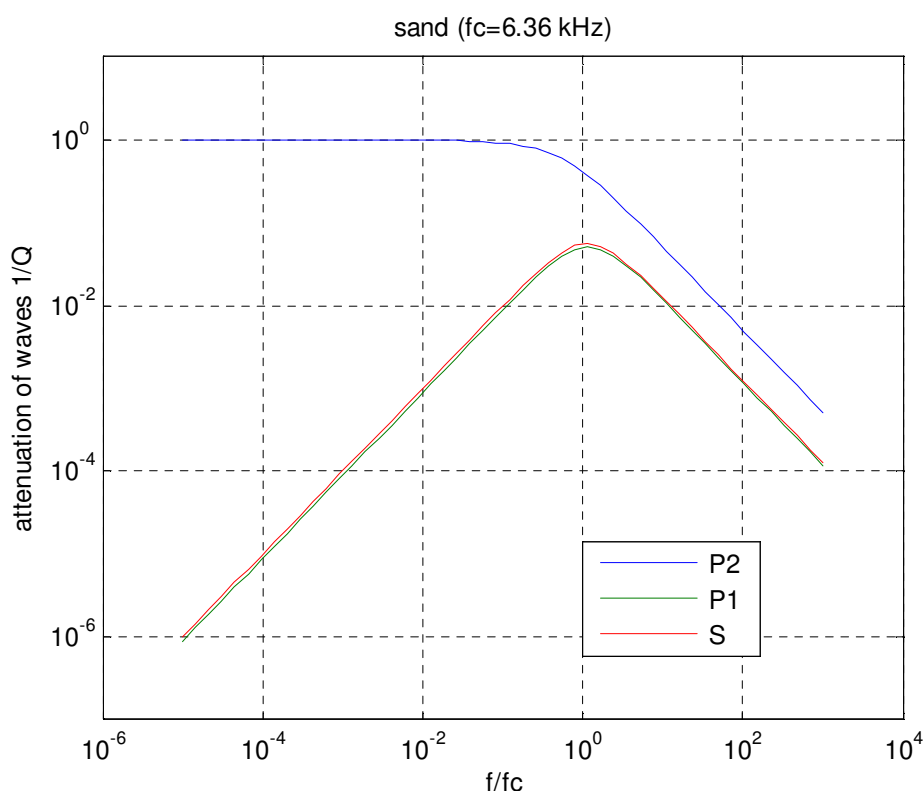


Fig. 1.4 : Atténuation des ondes sismique en fonction de la fréquence critique (Hadid 2014)

A l'origine, Geertsma et Smit (1961) ont été les premiers à proposer de simplifier le modèle de propagation d'onde en négligeant l'existence de l'onde P_2 et en adoptant un modèle viscoélastique capable de reproduire l'atténuation des ondes P_1 et S . Bien plus tard, cette idée a été exploitée par plusieurs chercheurs tels que Geli (1985) et Morochnik et Bardet (1996) qui ont utilisé un modèle de Kelvin-Voigt afin de reproduire l'atténuation des ondes sismiques à travers le milieu poro-élastique. Sous certaines conditions, les résultats obtenus peuvent converger vers la solution de Biot mais cette modélisation ne permet pas de considérer tous les paramètres géotechniques entrant en jeu dans le comportement du sol saturé notamment ceux affectant l'aspect dissipatif.

De son côté, Rasolofosaon (1987) a indiqué que la meilleure modélisation des milieux poreux était celle utilisant le modèle poro-viscoélastique, dans lequel deux types d'amortissements sont pris en compte : l'amortissement dû à la viscosité du fluide et celui dû aux frottements entre grains dans le squelette solide.

1.4. Conclusion

La théorie de Biot, datant de 1956, a mis en évidence l'existence d'une deuxième onde de compression dans les milieux poreux partiellement ou totalement saturés. Cette théorie a connu plusieurs applications en dynamique des sols et les travaux de recherche n'ont cessé d'être menés depuis plusieurs dizaines d'années.

Une étude paramétrique portant sur l'influence des caractéristiques physico-mécaniques du sol sur sa réponse dynamique en termes de fonctions d'amplification est plus que nécessaire. Ceci représente une étape cruciale dans la compréhension du processus d'amplification mais aussi dans l'élaboration du modèle de déconvolution du signal sismique à travers les milieux poreux.

Sur la base des équations présentées dans ce chapitre, plusieurs méthodes de calcul des fonctions de d'amplification pour les milieux poro-élastique peuvent être développées. Le chapitre suivant est consacré aux deux principales d'entre elles.

CHAPITRE 2

METHODES ANALYTIQUES DE CALCUL DE L'AMPLIFICATION DES ONDES SISMIQUES

2.1. Introduction

L'évaluation de la fonction d'amplification entre la surface libre et l'espace semi infini est un passage important pour étudier l'influence de la géologie locale du site sur la réponse sismique des structures. Lorsqu'une onde sismique heurte une surface de discontinuité, il se produit des phénomènes de réflexion et de réfraction semblables à ceux rencontrés en optique. La loi de Snell permet de déterminer les angles des directions de propagation des ondes réfléchies et des ondes réfractées. Les conditions de continuité de la contrainte et du déplacement fournissent les équations nécessaires à la détermination des amplitudes des ondes réfléchies et des ondes réfractées, en fonction de l'amplitude de l'onde incidente.

Dans le cas des milieux poreux, le modèle de propagation d'ondes est différent de celui rencontré en milieu monophasique. Plusieurs méthodes ont été développées pour l'évaluation des fonctions d'amplification ; dont la méthode des matrices de transfert (Yang 2000-2001), et la méthode des matrices de rigidité (Rajapakse et Senjuntichai 1995, Mehiaoui et Hadid 2005).

Les ondes incidentes considérées sont les ondes P_1 , P_2 et SV . Le mode de propagation de l'onde SH , à travers le milieu poreux, n'est pas considéré car il est identique à celui d'un milieu monophasique (Geli 1985).

2.2. Méthode des matrices de transfert

Dans le cas d'une propagation d'ondes incidentes inclinées P_1 ; P_2 ou SV dans un milieu poro-élastique, quatre potentiels satisferont l'équation du mouvement. Le déplacement et la contrainte peuvent être exprimés en fonction de ces quatre potentiels à savoir : φ_s , φ_f , Ψ_s et Ψ_f .

Les déplacements suivant la direction des axes Ox et Oz (Fig. 2.1) sont fonction du type d'onde incidente générée au niveau de la source (P_1 , P_2 ou SV).

Ainsi, les potentiels de l'onde incidente P_1 (ou P_2 ou SV) dans la couche j sont donnés par

$$\varphi_s = \varphi_{s1} + \varphi_{s2} = [A_{11} e^{-iq_1z} + A_{21} e^{-iq_2z} + A_{12} e^{iq_1z} + A_{22} e^{iq_2z}] e^{-ipx} e^{i\omega t} \quad (2.1)$$

$$\varphi_f = \varphi_{f1} + \varphi_{f2} = [\delta_1 A_{11} e^{-iq_1z} + \delta_2 A_{21} e^{-iq_2z} + \delta_1 A_{12} e^{iq_1z} + \delta_2 A_{22} e^{iq_2z}] e^{-ipx} e^{i\omega t} \quad (2.2)$$

$$\psi_s = \psi_{s1} + \psi_{s2} = [B_{s1} e^{-iq_3z} + B_{s2} e^{iq_3z}] e^{-ipx} e^{i\omega t} \quad (2.3)$$

$$\psi_f = \psi_{f1} + \psi_{f2} = [B_{s1} e^{-iq_3z} + B_{s2} e^{iq_3z}] \delta_3 e^{-ipx} e^{i\omega t} \quad (2.4)$$

L'indice j est omis pour ne pas encombrer l'écriture des formules. φ_{s1} , φ_{f1} , ψ_{s1} et ψ_{f1} représentent les ondes réfractées, φ_{s2} , φ_{f2} , ψ_{s2} et ψ_{f2} représentent les ondes réfléchies, et

$$q_1 = k_1 \cos \phi_1 \quad (2.5)$$

$$q_2 = k_2 \cos \phi_2 \quad (2.6)$$

$$q_3 = k_3 \cos \phi_3 \quad (2.7)$$

k_1 , k_2 et k_3 sont les nombres d'ondes associés aux ondes P_1 , P_2 et SV , respectivement donnés par

$$k_1 = \frac{\omega}{V_{p1}}, k_2 = \frac{\omega}{V_{p2}}, k_3 = \frac{\omega}{V_s} \quad (2.8)$$

La loi de Snell donne

$$p = k_i \sin \phi_i \quad i=1,2,3 \quad (2.9)$$

δ_1 , δ_2 et δ_3 sont les rapports entre les amplitudes tirés à partir des équations caractéristiques tels que (voir équations (1.20) et (1.21))

$$\delta_1 = \frac{l_{p1}^2 (\lambda + 2\mu + \alpha^2 M) - \rho \omega^2}{\rho_f \omega^2 - \alpha M l_{p1}^2} \quad (2.10)$$

$$\delta_2 = \frac{l_{p2}^2 (\lambda + 2\mu + \alpha^2 M) - \rho \omega^2}{\rho_f \omega^2 - \alpha M l_{p2}^2} \quad (2.11)$$

$$\delta_3 = \frac{l_s^2 (\lambda + 2\mu + \alpha^2 M) - \rho \omega^2}{\rho_f \omega^2 - \alpha M l_s^2} \quad (2.12)$$

et

$$l_i^2 = \rho^2 + q_i^2 \quad i=1,2 \tag{2.13}$$

$$l_s^2 = \rho^2 + q_3^2 \tag{2.14}$$

En omettant le facteur $e^{i(-\rho x + \omega t)}$, les équations (2.1) à (2.4) s'écrivent

$$\varphi_s = \varphi_{s1} + \varphi_{s2} = [A_{11} e^{-iq_1 z} + A_{21} e^{-iq_2 z} + A_{12} e^{iq_1 z} + A_{22} e^{iq_2 z}] \tag{2.15}$$

$$\varphi_f = \varphi_{f1} + \varphi_{f2} = [\delta_1 A_{11} e^{-iq_1 z} + \delta_2 A_{21} e^{-iq_2 z} + \delta_1 A_{12} e^{iq_1 z} + \delta_2 A_{22} e^{iq_2 z}] \tag{2.16}$$

$$\psi_s = \psi_{s1} + \psi_{s2} = [B_{s1} e^{-iq_3 z} + B_{s2} e^{iq_3 z}] \tag{2.17}$$

$$\psi_f = \psi_{f1} + \psi_{f2} = [B_{s1} e^{-iq_3 z} + B_{s2} e^{iq_3 z}] \delta_3 \tag{2.18}$$

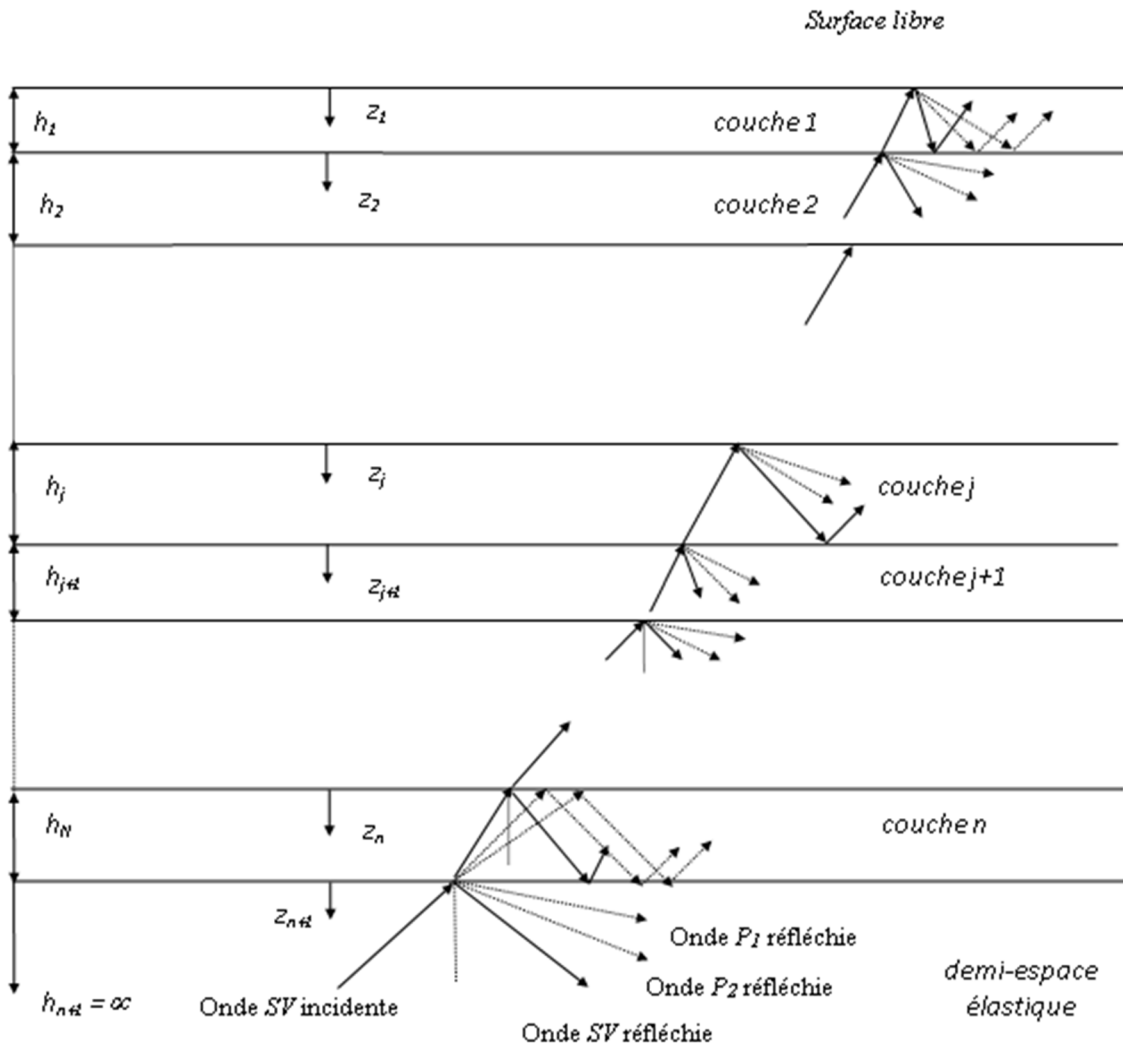


Fig. 2.1: Réfraction et réflexion d'une onde SV incidente dans un profil de sol multicouche poro-élastique.

A partir des équations (2.1-2.4), nous obtenons

$$\frac{\partial \varphi_s}{\partial x} = -ip \varphi_s \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial \psi_s}{\partial x} = -ip \psi_s \quad (2.20)$$

En utilisant les équations (2.16), (2.20), (2.21) et (2.22), les composantes u et w du déplacement sont données par

$$u_x = \frac{\partial \varphi_s}{\partial x} - \frac{\partial \psi_s}{\partial z} = -ip \varphi_s - \frac{\partial \psi_s}{\partial z}$$

$$u_x = -ip(A_{11} + A_{12}) \cos q_1 z - p(A_{11} - A_{12}) \sin q_1 z \quad (2.21)$$

$$-ip(A_{21} + A_{22}) \cos q_2 z - p(A_{21} - A_{22}) \sin q_2 z$$

$$-q_3(B_{s1} + B_{s2}) \sin q_3 z - iq_3(B_{s1} - B_{s2}) \cos q_3 z$$

et

$$u_z = \frac{\partial \varphi_s}{\partial x} + \frac{\partial \psi_s}{\partial z} = -ip \varphi_s + \frac{\partial \psi_s}{\partial z}$$

$$u_z = -q_1(A_{11} + A_{12}) \sin q_1 z - iq_1(A_{11} - A_{12}) \cos q_1 z \quad (2.22)$$

$$-q_2(A_{22} + A_{21}) \sin q_2 z - iq_2(A_{21} - A_{22}) \cos q_2 z$$

$$-ip(B_{s1} + B_{s2}) \cos q_3 z - p(B_{s1} - B_{s2}) \sin q_3 z$$

$$w_z = \frac{\partial \varphi_f}{\partial x} + \frac{\partial \psi_f}{\partial z} = -ip \varphi_f + \frac{\partial \psi_f}{\partial z}$$

$$w_z = -\delta_1 q_1(A_{11} + A_{12}) \sin q_1 z - i\delta_1 q_1(A_{11} - A_{12}) \cos q_1 z \quad (2.23)$$

$$-\delta_2 q_2(A_{22} + A_{21}) \sin q_2 z - i\delta_2 q_2(A_{21} - A_{22}) \cos q_2 z$$

$$-i\delta_3 p(B_{s1} + B_{s2}) \cos q_3 z - p\delta_3(B_{s1} - B_{s2}) \sin q_3 z$$

Les contraintes et la pression interstitielle sont telles que

$$\sigma_{zz} = (\lambda + \alpha^2 M) \nabla^2 \varphi_s + 2\mu \frac{\partial^2 \varphi_s}{\partial z^2} + 2\mu \frac{\partial^2 \psi_s}{\partial z \partial x} + \alpha M \nabla^2 \varphi_f$$

$$\sigma_{zz} = -(A_{11} + A_{12}) \cos q_1 z [l_1^2 (\lambda + \alpha^2 M + \alpha M \delta_1) + 2\mu q_1^2]$$

$$+ (A_{11} - A_{12}) i \sin q_1 z [l_1^2 (\lambda + \alpha^2 M + \alpha M \delta_1) + 2\mu q_1^2] \quad (2.24)$$

$$- (A_{21} + A_{22}) \cos q_2 z [l_2^2 (\lambda + \alpha^2 M + \alpha M \delta_2) + 2\mu q_2^2]$$

$$+ (A_{21} - A_{22}) i \sin q_2 z [l_2^2 (\lambda + \alpha^2 M + \alpha M \delta_2) + 2\mu q_2^2]$$

$$+ 2\mu ip q_3 \sin q_3 z (B_{s1} + B_{s2}) - 2\mu p q_3 \cos q_3 z (B_{s1} - B_{s2})$$

$$\begin{aligned}\tau_{xz} &= 2\mu \frac{\partial^2 \varphi_s}{\partial z \partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 \psi_s}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi_s}{\partial z^2} \right) \\ \tau_{xz} &= i2\mu pq_1 \sin q_1 z (A_{11} + A_{12}) - 2\mu pq_1 \cos q_1 z (A_{11} - A_{12}) + \\ &\quad i2\mu pq_2 \sin q_2 z (A_{21} + A_{22}) - 2\mu pq_2 \cos q_2 z (A_{21} - A_{22}) + \\ &\quad \mu(q_3^2 - p^2) \cos q_3 z (B_{s1} + B_{s2}) - i\mu(q_3^2 - p^2) \sin q_3 z (B_{s1} - B_{s2})\end{aligned}\quad (2.25)$$

$$\begin{aligned}P_f &= M(\nabla^2 \varphi_f + \alpha \nabla^2 \varphi_s) \\ P_f &= -(\delta_1 + \alpha) M l_1^2 \cos q_1 z (A_{11} + A_{12}) + i(\delta_1 + \alpha) M l_1^2 \sin q_1 z (A_{11} - A_{12}) + \\ &\quad -(\delta_2 + \alpha) M l_2^2 \cos q_2 z (A_{21} + A_{22}) + (\delta_2 + \alpha) M l_2^2 \sin q_2 z (A_{21} - A_{22})\end{aligned}\quad (2.26)$$

Les déplacements et les contraintes au bas de la couche j , c-à-d, à $z_j = h_j$ peuvent être écrits sous la forme matricielle suivante

$$\begin{pmatrix} u_x(h_j) \\ u_z(h_j) \\ w_z(h_j) \\ P_f(h_j) \\ \tau_{xz}(h_j) \\ \sigma_{zz}(h_j) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} -ipC_{\rho_1} & -pS_{\rho_1} & -ipC_{\rho_2} & -pS_{\rho_2} & -q_3S_s & -iq_3C_s \\ -q_1S_{\rho_1} & -iq_1C_{\rho_1} & -q_2S_{\rho_2} & -iq_2C_{\rho_2} & -ipC_s & -pS_s \\ -\delta_1 q_1 S_{\rho_1} & -\delta_1 i q_1 C_{\rho_1} & -\delta_2 q_2 S_{\rho_2} & -\delta_2 i q_2 C_{\rho_2} & -\delta_3 i p C_s & -\delta_3 p S_s \\ -l_1^2 D_1 C_{\rho_1} & i l_1^2 D_1 S_{\rho_1} & -l_2^2 D_2 C_{\rho_2} & i l_2^2 D_2 S_{\rho_2} & 0 & 0 \\ 2iN_1 S_{\rho_1} & -2N_1 C_{\rho_1} & 2iN_2 S_{\rho_2} & -2N_2 C_{\rho_2} & N_4 C_s & -iN_4 S_s \\ -H_1 C_{\rho_1} & iH_1 S_{\rho_1} & -H_2 C_{\rho_2} & iH_2 S_{\rho_2} & 2iN_3 S_s & -2N_3 C_s \end{bmatrix} \begin{pmatrix} A_{11} + A_{12} \\ A_{11} - A_{12} \\ A_{21} + A_{22} \\ A_{21} - A_{22} \\ B_{s1} + B_{s2} \\ B_{s1} - B_{s2} \end{pmatrix}\quad (2.27)$$

Où pour $i=1,2$

$$C_{\rho_i} = \cos(q_i h_j), \quad C_s = \cos(q_3 h_j) \quad (2.28a)$$

$$S_{\rho_i} = \sin(q_i h_j), \quad S_s = \sin(q_3 h_j) \quad (2.28b)$$

$$D_i = (\delta_i + \alpha) M \quad (2.28c)$$

$$N_1 = \mu pq_1, \quad N_2 = \mu pq_2, \quad N_3 = \mu pq_3, \quad N_4 = \mu(q_3^2 - p^2) \quad (2.28d)$$

$$H_i = l_i^2 (\lambda + \alpha^2 M + \alpha M \delta_i) + 2q_i^2 \mu \quad (2.28e)$$

Cette matrice peut être notée par

$$\mathbf{X}_j(h_j) = \mathbf{J}_j(h_j) \mathbf{Y}_j \quad j=1,2,\dots,n \quad (2.29)$$

Avec

$\mathbf{X}(H_j)_j$: vecteur contrainte - déplacement

\mathbf{Y}_j : vecteur potentiel

$\mathbf{J}(H_j)_j$: matrice de propagation évaluée à partir des propriétés de chaque couche j , en effet pour $z = z_j$

$$\mathbf{X}_j(z_j) = \mathbf{J}_j(z_j) \mathbf{Y}_j \quad 0 \leq z_j \leq h_j \quad (2.30)$$

Les conditions aux limites aux interfaces entre la couche j et la couche $j-1$ donnent

$$\mathbf{X}_{j-1}(h_{j-1}) = \mathbf{X}_j(0) = \mathbf{J}_j(0)\mathbf{Y}_j \quad j=1,2,\dots,n \quad (2.31)$$

$\mathbf{J}(0)_j$ est obtenue en remplaçant $h_j = 0$ dans les équations de C_{pi} , C_s , S_{pi} , S_s et le vecteur contrainte déplacement sera écrit comme suit

$$\begin{pmatrix} u_x(h_{j-1}) \\ u_z(h_{j-1}) \\ w_z(h_{j-1}) \\ P_f(h_{j-1}) \\ \tau_{xz}(h_{j-1}) \\ \sigma_z(h_{j-1}) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} -ip & 0 & -ip & 0 & 0 & -iq_3 \\ 0 & -iq_1 & 0 & -iq_2 & -ip & 0 \\ 0 & -\delta_1 iq_1 & 0 & -\delta_2 iq_2 & -i\delta_3 p & 0 \\ -l_1^2 D_1 & 0 & -l_2^2 D_2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -2N_1 & 0 & -2N_2 & N_4 & 0 \\ -H_1 & 0 & -H_2 & 0 & 0 & -2N_3 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} A_{11} + A_{12} \\ A_{11} - A_{12} \\ A_{21} + A_{22} \\ A_{21} - A_{22} \\ B_{s1} + B_{s2} \\ B_{s1} - B_{s2} \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

Donc

$$\begin{pmatrix} A_{11} + A_{12} \\ A_{11} - A_{12} \\ A_{21} + A_{22} \\ A_{21} - A_{22} \\ B_{s1} + B_{s2} \\ B_{s1} - B_{s2} \end{pmatrix}_j = \mathbf{J}_j^{-1}(0) \begin{pmatrix} u_x(h_{j-1}) \\ u_z(h_{j-1}) \\ w_z(h_{j-1}) \\ P_f(h_{j-1}) \\ \tau_{xz}(h_{j-1}) \\ \sigma_z(h_{j-1}) \end{pmatrix}_{j-1} \quad (2.33)$$

ou encore

$$\mathbf{Y}_j = \mathbf{J}_j^{-1}(0)\mathbf{X}_{j-1}(h_{j-1}) \quad j=1,2,\dots,n+1 \quad (2.34)$$

En substituant l'équation (2.34) dans (2.29), on obtient

$$\mathbf{X}_j(h_j) = \mathbf{a}_j \mathbf{X}_{j-1}(h_{j-1}) \quad j=1,2,\dots,n \quad (2.35)$$

avec

$$\mathbf{a}_j = \mathbf{J}_j(h_j)\mathbf{J}_j^{-1}(0) \quad j=1,2,\dots,n \quad (2.36)$$

Par récurrence, en appliquant l'équation (2.35), le vecteur déplacement-contrainte de la couche j est lié à celui de la surface libre à travers la relation suivante

$$\mathbf{X}_j(h_j) = \mathbf{a}_j \mathbf{a}_{j-1} \dots \mathbf{a}_1 \mathbf{X}_1(0) \quad j=1,2,\dots,n \quad (2.37)$$

$\mathbf{X}_1(0)$ est le vecteur déplacement contrainte à la surface libre, donné par

$$\mathbf{X}_1(0) = \begin{Bmatrix} u_{x0} \\ u_{z0} \\ w_{z0} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (2.38)$$

u_{x0} , u_{z0} et w_{z0} sont respectivement les déplacements horizontaux et verticaux du solide et le déplacement vertical du fluide à la surface libre. A partir des équations (2.31) et (2.38) pour $j=n$, le vecteur déplacement-contrainte au sommet du demi-espace est donné par

$$\mathbf{X}_{n+1}(0) = \mathbf{X}_n(h_n) = \mathbf{a}_n \mathbf{a}_{n-1} \dots \mathbf{a}_1 \mathbf{X}_1(0) = \bar{\mathbf{A}} \mathbf{X}_1(0) \quad (2.39)$$

A partir de l'équation (2.39), nous avons

$$\begin{cases} u_{xn} = \bar{A}_{11} u_{x0} + \bar{A}_{12} u_{z0} + \bar{A}_{13} w_{z0} \\ u_{zn} = \bar{A}_{21} u_{x0} + \bar{A}_{22} u_{z0} + \bar{A}_{23} w_{z0} \\ w_{zn} = \bar{A}_{31} u_{x0} + \bar{A}_{32} u_{z0} + \bar{A}_{33} w_{z0} \end{cases} \quad (2.40)$$

u_{xn} , u_{zn} et w_{zn} sont les déplacements horizontaux et verticaux de l'interface entre l'espace semi-infini et la couche n . Les déplacements u_{x0} , u_{z0} et w_{z0} sont couplés. Les coefficients de l'équation (2.40) dépendent de l'angle d'incidence des ondes P_1 , P_2 et SV .

Le vecteur potentiel \mathbf{Y}_{n+1} dans le demi-espace est lié au vecteur déplacement-contrainte $\mathbf{X}_n(h_n)$ au sommet du demi-espace par l'équation (2.33), d'où

$$\mathbf{Y}_{n+1} = \mathbf{J}_{n+1}^{-1}(0) \mathbf{X}_n(h_n) \quad (2.41)$$

où

$$\mathbf{Y}_{n+1} = \begin{Bmatrix} A_{11} + A_{12} \\ A_{11} - A_{12} \\ A_{21} + A_{22} \\ A_{21} - A_{22} \\ B_{s1} + B_{s2} \\ B_{s1} - B_{s2} \end{Bmatrix}_{n+1} = \begin{Bmatrix} A_{11}^{n+1} + A_{12}^{n+1} \\ A_{11}^{n+1} - A_{12}^{n+1} \\ A_{21}^{n+1} + A_{22}^{n+1} \\ A_{21}^{n+1} - A_{22}^{n+1} \\ B_{s1}^{n+1} + B_{s2}^{n+1} \\ B_{s1}^{n+1} - B_{s2}^{n+1} \end{Bmatrix} \quad (2.42)$$

A_{ij}^{n+1} et B_{sj}^{n+1} $i, j=1-2$ sont les amplitudes des potentiels au niveau de l'espace semi-infini. En substituant l'équation (2.39) dans l'équation (2.41)

$$\mathbf{Y}_{n+1} = \bar{\mathbf{B}} \mathbf{X}_1(0) \quad (2.43)$$

Où la matrice $\bar{\mathbf{B}}$ est donnée par

$$\bar{\mathbf{B}} = \mathbf{J}_{n+1}^{-1}(0)\bar{\mathbf{A}} \quad (2.44)$$

En utilisant les équations (2.43) et (2.44), le système d'équations suivant est défini

$$\begin{cases} A_{11}^{n+1} + A_{12}^{n+1} = \bar{\mathbf{B}}_{11}u_{x0} + \bar{\mathbf{B}}_{12}u_{z0} + \bar{\mathbf{B}}_{13}w_{z0} \\ A_{11}^{n+1} - A_{12}^{n+1} = \bar{\mathbf{B}}_{21}u_{x0} + \bar{\mathbf{B}}_{22}u_{z0} + \bar{\mathbf{B}}_{23}w_{z0} \\ A_{21}^{n+1} + A_{22}^{n+1} = \bar{\mathbf{B}}_{31}u_{x0} + \bar{\mathbf{B}}_{32}u_{z0} + \bar{\mathbf{B}}_{33}w_{z0} \\ A_{21}^{n+1} - A_{22}^{n+1} = \bar{\mathbf{B}}_{41}u_{x0} + \bar{\mathbf{B}}_{42}u_{z0} + \bar{\mathbf{B}}_{43}w_{z0} \\ B_{s1}^{n+1} + B_{s2}^{n+1} = \bar{\mathbf{B}}_{51}u_{x0} + \bar{\mathbf{B}}_{52}u_{z0} + \bar{\mathbf{B}}_{53}w_{z0} \\ B_{s1}^{n+1} - B_{s2}^{n+1} = \bar{\mathbf{B}}_{61}u_{x0} + \bar{\mathbf{B}}_{62}u_{z0} + \bar{\mathbf{B}}_{63}w_{z0} \end{cases} \quad (2.45)$$

2.2.1 Cas d'une onde incidente P_1

Pour ce cas d'incidence avec un potentiel A_{12}^{n+1} , et $A_{22}^{n+1} = B_{s2}^{n+1} = 0$ dans l'équation (2.45), les trois inconnues A_{11}^{n+1} , A_{21}^{n+1} (P_1 et P_2 réfléchies dans l'espace semi infini), B_{s1}^{n+1} (SV réfléchi dans l'espace semi infini) et les trois composantes du déplacement u_{x0} et u_{z0} et w_{z0} à la surface libre peuvent être déterminés en fonction de l'amplitude A_{12}^{n+1} . En résolvant le système d'équation (2.45) avec le vecteur potentiel suivant

$$\mathbf{Y}_{n+1} = \begin{Bmatrix} A_{11} + A_{12} \\ A_{11} - A_{12} \\ A_{21} \\ A_{21} \\ B_{s1} \\ B_{s1} \end{Bmatrix}_{n+1} = \begin{Bmatrix} A_{11}^{n+1} + A_{12}^{n+1} \\ A_{11}^{n+1} - A_{12}^{n+1} \\ A_{21}^{n+1} \\ A_{21}^{n+1} \\ B_{s1}^{n+1} \\ B_{s1}^{n+1} \end{Bmatrix} \quad (2.46)$$

Ce qui nous donne le système d'équations ci-dessous

$$\begin{cases} 2A_{12}^{n+1} = (\bar{\mathbf{B}}_{11} - \bar{\mathbf{B}}_{21})u_{x0} + (\bar{\mathbf{B}}_{12} - \bar{\mathbf{B}}_{22})u_{z0} + (\bar{\mathbf{B}}_{13} - \bar{\mathbf{B}}_{23})w_{z0} \\ 0 = (\bar{\mathbf{B}}_{31} - \bar{\mathbf{B}}_{41})u_{x0} + (\bar{\mathbf{B}}_{32} - \bar{\mathbf{B}}_{42})u_{z0} + (\bar{\mathbf{B}}_{33} - \bar{\mathbf{B}}_{43})w_{z0} \\ 0 = (\bar{\mathbf{B}}_{51} - \bar{\mathbf{B}}_{61})u_{x0} + (\bar{\mathbf{B}}_{52} - \bar{\mathbf{B}}_{62})u_{z0} + (\bar{\mathbf{B}}_{53} - \bar{\mathbf{B}}_{63})w_{z0} \end{cases} \quad (2.47)$$

Quant aux déplacements au sommet de l'affleurement rocheux, ils sont calculés à partir de la relation

$$\mathbf{Y}_f = \mathbf{J}_f^{-1}(0)\mathbf{X}_f(0) \quad (2.48)$$

avec

$$\mathbf{Y}_f = \left\{ \begin{array}{c} A_{11} + A_{12} \\ A_{11} - A_{12} \\ A_{21} \\ A_{21} \\ B_{s1} \\ B_{s1} \end{array} \right\}_f = \left\{ \begin{array}{c} A_{11}^f + A_{12}^f \\ A_{11}^f - A_{12}^f \\ A_{21}^f \\ A_{21}^f \\ B_{s1}^f \\ B_{s1}^f \end{array} \right\} \quad (2.49)$$

D'où le système suivant à résoudre

$$\left\{ \begin{array}{l} 2A_{12}^f = \mathbf{J}_{11}^{-1}u_{xf} - \mathbf{J}_{22}^{-1}u_{zf} - \mathbf{J}_{23}^{-1}w_{zf} \\ 0 = \mathbf{J}_{31}^{-1}u_{xf} - \mathbf{J}_{42}^{-1}u_{zf} - \mathbf{J}_{43}^{-1}w_{zf} \\ 0 = -\mathbf{J}_{61}^{-1}u_{xf} + \mathbf{J}_{52}^{-1}u_{zf} - \mathbf{J}_{53}^{-1}w_{zf} \end{array} \right. \quad (2.50)$$

La fonction d'amplification du profil est obtenue en effectuant le rapport entre la réponse au sommet du multicouche et la réponse au niveau de l'affleurement rocheux (les potentiels incidents étant supposés être identiques).

2.2.3 Cas d'une onde incidente P_2

Pour ce cas d'incidence avec un potentiel A_{22}^{n+1} , et $A_{12}^{n+1} = B_{s2}^{n+1} = 0$ dans l'équation (2.45), les trois inconnues A_{11}^{n+1} , A_{21}^{n+1} (P_1 et P_2 réfléchies dans l'espace semi infini), B_{s1}^{n+1} (SV réfléchi dans l'espace semi infini) et les trois composantes du déplacement u_{x0} et u_{z0} et w_{z0} à la surface libre peuvent être déterminés en fonction de l'amplitude A_{22}^{n+1} . En résolvant le système d'équation (2.45) avec le vecteur potentiel suivant

$$\mathbf{Y}_{n+1} = \left\{ \begin{array}{c} A_{11} \\ A_{11} \\ A_{21} + A_{22} \\ A_{21} - A_{22} \\ B_{s1} \\ B_{s1} \end{array} \right\}_{n+1} = \left\{ \begin{array}{c} A_{11}^{n+1} \\ A_{11}^{n+1} \\ A_{21}^{n+1} + A_{22}^{n+1} \\ A_{21}^{n+1} - A_{22}^{n+1} \\ B_{s1}^{n+1} \\ B_{s1}^{n+1} \end{array} \right\} \quad (2.51)$$

Ce qui nous donne le système d'équations ci-après

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 = (\bar{\mathbf{B}}_{11} - \bar{\mathbf{B}}_{21}) u_{x0} + (\bar{\mathbf{B}}_{12} - \bar{\mathbf{B}}_{22}) u_{z0} + (\bar{\mathbf{B}}_{13} - \bar{\mathbf{B}}_{23}) w_{z0} \\ 2A_{22}^{n+1} = (\bar{\mathbf{B}}_{31} - \bar{\mathbf{B}}_{41}) u_{x0} + (\bar{\mathbf{B}}_{32} - \bar{\mathbf{B}}_{42}) u_{z0} + (\bar{\mathbf{B}}_{33} - \bar{\mathbf{B}}_{43}) w_{z0} \\ 0 = (\bar{\mathbf{B}}_{51} - \bar{\mathbf{B}}_{61}) u_{x0} + (\bar{\mathbf{B}}_{52} - \bar{\mathbf{B}}_{62}) u_{z0} + (\bar{\mathbf{B}}_{53} - \bar{\mathbf{B}}_{63}) w_{z0} \end{array} \right. \quad (2.52)$$

Les déplacements au sommet de l'affleurement rocheux sont calculés à partir de la relation (2.48) avec le vecteur potentiel suivant

$$\mathbf{Y}_f = \begin{Bmatrix} A_{11} \\ A_{11} \\ A_{21} + A_{22} \\ A_{21} - A_{22} \\ B_{s1} \\ B_{s1} \end{Bmatrix}_f = \begin{Bmatrix} A_{11}^f \\ A_{11}^f \\ A_{21}^f + A_{22}^f \\ A_{21}^f + A_{22}^f \\ B_{s1}^f \\ B_{s1}^f \end{Bmatrix} \quad (2.53)$$

D'où le système suivant à résoudre

$$\begin{cases} 2A_{12}^f = \mathbf{J}_{11}^{-1}u_{xf} - \mathbf{J}_{22}^{-1}u_{zf} - \mathbf{J}_{23}^{-1}w_{zf} \\ 0 = \mathbf{J}_{31}^{-1}u_{xf} - \mathbf{J}_{42}^{-1}u_{zf} - \mathbf{J}_{43}^{-1}w_{zf} \\ 0 = -\mathbf{J}_{61}^{-1}u_{xf} + \mathbf{J}_{52}^{-1}u_{zf} - \mathbf{J}_{53}^{-1}w_{zf} \end{cases} \quad (2.54)$$

La fonction d'amplification du profil est obtenue en effectuant le rapport entre la réponse au sommet du multicouche et la réponse au niveau de l'affleurement rocheux (les potentiels incidents étant supposés être identiques).

2.2.3 Cas d'une onde incidente SV

Pour ce cas d'incidence avec un potentiel B_{s2}^{n+1} , et $A_{12}^{n+1} = A_{22}^{n+1} = 0$ dans l'équation (2.45), les trois inconnues A_{11}^{n+1} , A_{21}^{n+1} (P_1 et P_2 réfléchies dans l'espace semi infini), B_{s1}^{n+1} (SV réfléchi dans l'espace semi infini) et les trois composantes du déplacement u_{x0} et u_{z0} et w_{z0} à la surface libre peuvent être déterminés en fonction de l'amplitude B_{s2}^{n+1} . En résolvant le système d'équation (2.45) avec le vecteur potentiel suivant

$$\mathbf{Y}_{n+1} = \begin{Bmatrix} A_{11} \\ A_{11} \\ A_{21} \\ A_{21} \\ B_{s1} + B_{s2} \\ B_{s1} - B_{s2} \end{Bmatrix}_{n+1} = \begin{Bmatrix} A_{11}^{n+1} \\ A_{11}^{n+1} \\ A_{21}^{n+1} \\ A_{21}^{n+1} \\ B_{s1}^{n+1} + B_{s2}^{n+1} \\ B_{s1}^{n+1} - B_{s2}^{n+1} \end{Bmatrix} \quad (2.55)$$

Ce qui nous donne le système d'équations ci-dessous

$$\begin{cases} 0 = (\bar{\mathbf{B}}_{11} - \bar{\mathbf{B}}_{21})u_{x0} + (\bar{\mathbf{B}}_{12} - \bar{\mathbf{B}}_{22})u_{z0} + (\bar{\mathbf{B}}_{13} - \bar{\mathbf{B}}_{23})w_{z0} \\ 0 = (\bar{\mathbf{B}}_{31} - \bar{\mathbf{B}}_{41})u_{x0} + (\bar{\mathbf{B}}_{32} - \bar{\mathbf{B}}_{42})u_{z0} + (\bar{\mathbf{B}}_{33} - \bar{\mathbf{B}}_{43})w_{z0} \\ 2B_{s2}^{n+1} = (\bar{\mathbf{B}}_{51} - \bar{\mathbf{B}}_{61})u_{x0} + (\bar{\mathbf{B}}_{52} - \bar{\mathbf{B}}_{62})u_{z0} + (\bar{\mathbf{B}}_{53} - \bar{\mathbf{B}}_{63})w_{z0} \end{cases} \quad (2.56)$$

Les déplacements au sommet de l'affleurement rocheux sont calculés à partir de la relation (2.48) avec le vecteur potentiel suivant

$$\mathbf{Y}_f = \begin{Bmatrix} A_{11} \\ A_{11} \\ A_{21} \\ A_{21} \\ B_{s1} + B_{s2} \\ B_{s1} - B_{s2} \end{Bmatrix}_f = \begin{Bmatrix} A_{11}^f \\ A_{11}^f \\ A_{21}^f \\ A_{21}^f \\ B_{s1}^f + B_{s2}^f \\ B_{s1}^f - B_{s2}^f \end{Bmatrix} \quad (2.57)$$

D'où le système suivant à résoudre

$$\begin{cases} 0 = \mathbf{J}_{11}^{-1}u_{xf} - \mathbf{J}_{22}^{-1}u_{zf} - \mathbf{J}_{23}^{-1}w_{zf} \\ 0 = \mathbf{J}_{31}^{-1}u_{xf} - \mathbf{J}_{42}^{-1}u_{zf} - \mathbf{J}_{43}^{-1}w_{zf} \\ 2B_{s2}^f = -\mathbf{J}_{61}^{-1}u_{xf} + \mathbf{J}_{52}^{-1}u_{zf} - \mathbf{J}_{53}^{-1}w_{zf} \end{cases} \quad (2.58)$$

La fonction d'amplification du profil est obtenue en effectuant le rapport entre la réponse au sommet du multicouche et la réponse au niveau de l'affleurement rocheux (les potentiels incidents étant supposés être identiques).

2.2.4. Application de la méthode des matrices de transfert

L'utilisation de cette méthode a été initiée par Yang (2000-2001-2002) et a fait l'objet de plusieurs publications. Néanmoins, cette technique nécessite la résolution du système d'équations (2.40) afin de calculer les déplacements en champs libre.

L'inconvénient majeur dans cette résolution est que la matrice $\bar{\mathbf{A}}$ est souvent numériquement mal conditionnée du fait de la différence de grandeur entre les paramètres physico-mécanique du fluide et ceux du solide, en particulier en cas de présence de couche de sol de faible épaisseur. De ce fait, cette technique ne permet pas d'aboutir à des résultats précis pour tous les types de profils de sols que l'on voudrait étudier.

Une alternative à la méthode des matrices de transfert est l'utilisation de la méthode des matrices de rigidité qui fournit des solutions plus stables et donc plus précises au problème étudié. Néanmoins, et comme cela sera expliqué plus loin dans ce chapitre, la méthode des matrices de rigidité seule ne permet pas le calcul des fonctions d'amplification. Pour ce faire, il est nécessaire d'utiliser conjointement les deux méthodes exposées.

2.3. Méthode des matrices de rigidité

Alternativement à la méthode matricielle exposée dans le chapitre précédent, Rajapakse et Senjuntichai (1995) ont présenté une adaptation de la méthode des matrices de rigidité pour le cas de la propagation des ondes dans un milieu poro-élastique.

En utilisant les équations développées dans le chapitre précédent, une formulation en termes de vecteur force et de matrice de rigidité globale est présentée ; laquelle formulation sera adaptée et exploitée par la suite pour le calcul des fonctions d'amplification du sol poro-élastique (Mehiaoui et Hadid 2005).

2.3.1. Calcul de la matrice de rigidité globale d'un système multicouche

Les solutions générales pour le problème de propagation d'ondes dans un milieu poro-élastique peuvent s'écrire sous la forme suivante

$$v(k, z) = R(k, z) \mathbf{Y}(k) \quad (2.59)$$

$$f(k, z) = S(k, z) \mathbf{Y}(k) \quad (2.60)$$

avec

$$v(k, z) = \begin{Bmatrix} iu_x \\ u_z \\ P \end{Bmatrix} ; \quad f(k, z) = \begin{Bmatrix} i\tau_{xz} \\ \sigma_z \\ w_z \end{Bmatrix} \quad (2.61)$$

$\mathbf{Y}(k)$ est le vecteur potentiel défini par l'équation (2.27).

Considérons un profil stratifié, comportant N couches de sol poro-élastique, et reposant sur un demi-espace poro-élastique. La numérotation des différentes couches de sol ainsi que des interfaces entre couches se fait de même que sur la Fig. 2.1.

En utilisant les équations (2.59) et (2.60), les champs de déplacements et de contraintes deviennent pour chaque couche de sol d'indice n

$$u^{(n)} = \begin{bmatrix} R^{(n)}(k, z_n) \\ \dots\dots\dots \\ R^{(n+1)}(k, z_{n+1}) \end{bmatrix} c^{(n)} \quad (2.62)$$

$$\sigma^{(n)} = \begin{bmatrix} -S^{(n)}(k, z_n) \\ \dots\dots\dots \\ S^{(n+1)}(k, z_{n+1}) \end{bmatrix} c^{(n)} \quad (2.63)$$

avec

$$u^{(n)} = \begin{Bmatrix} v^{(n)}(k, z_n) \\ v^{(n)}(k, z_{n+1}) \end{Bmatrix} ; \quad \sigma^{(n)} = \begin{Bmatrix} -f^{(n)}(k, z_n) \\ f^{(n)}(k, z_{n+1}) \end{Bmatrix} \quad (2.64)$$

$u^{(n)}$ représente un vecteur de coordonnées généralisées dont les éléments sont les déplacements et la pression interstitielle au sommet et à la base de la couche n . $\sigma^{(n)}$ est un vecteur de forces généralisé composé des contraintes et du déplacement relatif du fluide au sommet et à la base de la couche n .

$$R^{(n)} = \begin{bmatrix} p(cp_1 + isp_1) & p(cp_1 - isp_1) & p(cp_2 + isp_2) & p(cp_2 - isp_2) & q_3(is_s + C_s) & q_3(is_s - C_s) \\ q_1(-sp_1 + icp_1) & q_1(-sp_1 - icp_1) & q_2(-sp_2 + icp_2) & q_2(-sp_2 - icp_2) & p(-iC_s + S_s) & p(-iC_s - S_s) \\ I_1^2 D_1(cp_1 + isp_1) & I_1^2 D_1(cp_1 - isp_1) & I_2^2 D_2(cp_2 + isp_2) & I_2^2 D_2(cp_2 - isp_2) & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.65)$$

$$S^{(n)} = \begin{bmatrix} 2N_1(-sp_1 + icp_1) & 2N_1(-sp_1 - icp_1) & 2N_2(-sp_2 + icp_2) & 2N_2(-sp_2 - icp_2) & N_4(iC_s - S_s) & N_4(iC_s + S_s) \\ H_1(-cp_1 - isp_1) & H_1(-cp_1 + isp_1) & H_2(-cp_2 - isp_2) & H_2(-cp_2 + isp_2) & 2N_3(is_s + C_s) & 2N_3(is_s - C_s) \\ q_1\delta_1(-sp_1 + icp_1) & q_1\delta_1(-sp_1 - icp_1) & q_2\delta_2(-sp_2 + icp_2) & q_2\delta_2(-sp_2 - icp_2) & p\delta_3(-iC_s + S_s) & p\delta_3(-iC_s - S_s) \end{bmatrix} \quad (2.66)$$

$$c^{(n)} = \begin{Bmatrix} A_{12} \\ A_{11} \\ A_{22} \\ A_{21} \\ B_{s2} \\ B_{s1} \end{Bmatrix} \quad (2.67)$$

La relation (2.62) peut être inversée afin d'exprimer le vecteur potentiel en fonction des déplacements. L'introduction du résultat de cette opération dans la relation (2.63) donne

$$\sigma^{(n)} = K^{(n)} u^{(n)}, \quad n = 1, 2, \dots, N \quad (2.68)$$

$K^{(n)}$ est la matrice de rigidité de la couche n reliant le vecteur déplacement $u^{(n)}$ au vecteur contrainte $\sigma^{(n)}$. Les éléments de la matrice de rigidité $K^{(n)}$, pour une couche de sol d'épaisseur h_n , sont les suivants

$$K_{11} = (a_3 - 2p^2)[(\alpha_{3n}^2 + 1)\phi_1 - (\alpha_{3n}^2 - 1)p^2\phi_3] \quad (2.69)$$

$$K_{12} = pq_3(a_3 + 2p^2)[(\alpha_{3n}^2 + 1)\phi_3 - 4\alpha_{3n}\phi_4] - p(\alpha_{3n}^2 - 1)[2q_3\phi_1 + a_3\phi_2] \quad (2.70)$$

$$K_{13} = p(a_3 - 2p^2)[4\alpha_{3n}\phi_7 - (\alpha_{3n}^2 - 1)\phi_5 - (\alpha_{3n}^2 + 1)\phi_6] \quad (2.71)$$

$$K_{14} = 2(a_3 - 2p^2)[(\alpha_{3n}^2 - 1)p^2\phi_4 - \alpha_{3n}\phi_1] \quad (2.72)$$

$$K_{15} = 2pq_3(a_3 - 2p^2)pq_3[\alpha_{3n}\phi_3 - (\alpha_{3n}^2 + 1)p^2\phi_4] \quad (2.73)$$

$$K_{16} = 2p(a_3 - 2p^2)[\alpha_{3n}\phi_6 - (\alpha_{3n}^2 + 1)\phi_7 + (\alpha_{3n}^2 - 1)\phi_8] \quad (2.74)$$

$$K_{22} = q_3(a_3 - 2p^2)[(\alpha_{3n}^2 - 1)q_3\phi_3 - (\alpha_{3n}^2 + 1)\phi_2] \quad (2.75)$$

$$K_{23} = (\alpha_{1n}^2 - 1)a_1^2\chi_2\psi_1 + (\alpha_{2n}^2 - 1)a_2^2\chi_1\psi_3 - a_1a_2(\chi_1 + \chi_2)[(\alpha_{1n}^2 - 1)\psi_2 + (\alpha_{2n}^2 - 1)\psi_4 + \psi_5] \quad (2.76)$$

$$K_{24} = -K_{15} \quad (2.77)$$

$$K_{25} = 2q_3(a_3 - 2p^2)[\alpha_{3n}\phi_2 - (\alpha_{3n}^2 - 1)q_3\phi_4] \quad (2.78)$$

$$K_{26} = 2q_3(a_3 - 2p^2)[(\alpha_{3n}^2 + 1)\phi_8 - \alpha_{3n}\phi_5 - (\alpha_{3n}^2 - 1)\phi_7] \quad (2.79)$$

$$K_{33} = (\chi_1 - \chi_2)[(\alpha_{1n}^2 + 1)a_1q_1\psi_1 - (\alpha_{2n}^2 + 1)a_2q_2\psi_2] - (\alpha_{3n}^2 + 1)\psi_6 \quad (2.80)$$

$$K_{34} = K_{16} \quad ; \quad K_{35} = -K_{26} \quad (2.81)$$

$$K_{36} = 2(\chi_2 - \chi_1)[\alpha_{2n}a_2q_2\psi_2 - \alpha_{1n}a_1q_1\psi_1] + 2\alpha_{3n}\psi_6 \quad (2.82)$$

$$K_{44} = K_{11} \quad ; \quad K_{45} = -K_{12} \quad ; \quad K_{46} = K_{13} \quad (2.83)$$

$$K_{55} = K_{22} \quad ; \quad K_{56} = -K_{23} \quad (2.84)$$

$$K_{66} = K_{33} \quad (2.85)$$

Avec

$$\alpha_{in} = e^{-q_i h_n} \quad , \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.86)$$

$$\phi_1 = \frac{\mu q_3}{R} [(\alpha_{1n}^2 - 1)(\alpha_{2n}^2 - 1)(a_1q_2 - a_2q_1)^2 - 4(\alpha_{1n} - \alpha_{2n})^2 a_1a_2q_1q_2] \quad (2.87)$$

$$\phi_2 = \frac{\mu p^2}{R} (\alpha_{1n}^2 - 1)(\alpha_{2n}^2 - 1)(a_1 - a_2)^2 \quad (2.88)$$

$$\phi_3 = \frac{\mu(a_1 - a_2)}{R} [(\alpha_{1n}^2 - 1)(\alpha_{2n}^2 + 1)a_1q_2 - (\alpha_{1n}^2 + 1)(\alpha_{2n}^2 - 1)a_2q_1] \quad (2.89)$$

$$\phi_4 = \frac{\mu(a_1 - a_2)}{R} [(\alpha_{1n}^2 - 1)(\alpha_{2n}^2 + 1)a_1q_2 - \alpha_{1n}(\alpha_{2n}^2 - 1)a_2q_1] \quad (2.90)$$

$$\phi_5 = \frac{(a_1 - a_2)p^2}{R} [(\alpha_{1n}^2 - 1)(\alpha_{2n}^2 + 1)q_2 - (\alpha_{1n}^2 + 1)(\alpha_{2n}^2 - 1)q_1] \quad (2.91)$$

$$\phi_6 = \frac{q_3}{R} [(\alpha_{1n}^2 - 1)(\alpha_{2n}^2 - 1)(q_1 - q_2)(a_1q_2 - a_2q_1) + 2(\alpha_{1n} - \alpha_{2n})^2(a_1 + a_2)q_1q_2] \quad (2.92)$$

$$\phi_7 = \frac{(a_1 - a_2)}{R} (\alpha_{1n} - \alpha_{2n}) (\alpha_{1n} \alpha_{2n} - 1) q_1 q_2 q_3 \quad (2.93)$$

$$\phi_8 = \frac{(a_1 - a_2) p^2}{R} [\alpha_{2n} (\alpha_{1n}^2 - 1) q_2 - \alpha_{1n} (\alpha_{2n}^2 - 1) q_1] \quad (2.94)$$

$$R = 2q_3 p^2 [(\alpha_{3n}^2 + 1) \phi_3 - 4\alpha_{3n} \phi_4] - (\alpha_{3n}^2 - 1) (q_3 \phi_1 + p^2 \phi_2) \quad (2.95)$$

$$\psi_1 = \frac{1}{R} [(\alpha_{2n}^2 - 1) (\alpha_{3n}^2 - 1) (q_2^2 q_3^2 + p^4) + 2\psi_2 R] \quad (2.96)$$

$$\psi_2 = \frac{p^2 q_2 q_3}{R} [4\alpha_{2n} \alpha_{3n} - (\alpha_{2n}^2 + 1) (\alpha_{3n}^2 + 1)] \quad (2.97)$$

$$\psi_3 = \frac{1}{R} [(\alpha_{1n}^2 - 1) (\alpha_{3n}^2 - 1) (q_1^2 q_3^2 + p^4) + 2\psi_4 R] \quad (2.98)$$

$$\psi_4 = \frac{p^2 q_1 q_3}{R} [4\alpha_{1n} \alpha_{3n} - (\alpha_{2n}^2 + 1) (\alpha_{3n}^2 + 1)] \quad (2.99)$$

$$\psi_5 = \frac{(\alpha_{3n}^2 - 1)}{R} [(\alpha_{1n}^2 - 1) (\alpha_{2n}^2 - 1) p^4 + q_1 q_2 q_3 \{(\alpha_{1n}^2 - 1) (\alpha_{2n}^2 - 1) + 2(\alpha_{1n} - \alpha_{2n})^2\}] \quad (2.100)$$

$$a_i = (\alpha + \chi_i) M l_i^2, \quad i = 1, 2, \quad a_3 = \mu(p^2 + q_3^2) \quad (2.101)$$

$$c_i = 2\mu q_i^2 - \lambda l_i^2 - \alpha a_i, \quad i = 1, 2 \quad (2.102)$$

$$\chi_i = \frac{(\lambda_c + 2\mu) l_i^2 - \rho \omega^2}{\rho_f \omega^2 - \alpha M l_i^2}, \quad i = 1, 2, \quad \chi_3 = \frac{\rho_f \omega^2}{ib\omega - m\omega^2} \quad (2.103)$$

$$\lambda_c = \lambda + \alpha^2 M; \quad m = \frac{\rho_f}{n} \quad (2.104)$$

Sachant que, lorsqu'un chargement est appliqué à la surface d'un demi-espace, la condition de radiation à l'infini fait que seuls les potentiels descendants A_{11} , A_{21} et B_{s1} sont générés, il est possible d'écrire les contraintes et les déplacements en fonction des potentiels, à partir de l'équation (2.27), de la manière suivante

$$u^{(N+1)} = \{v^{(N+1)}(k, z_{N+1})\} \quad ; \quad \sigma^{N+1} = \{-f^{(N+1)}(k, z_{N+1})\} \quad (2.105)$$

$$u^{(N+1)} = R_{N+1} c^{(N+1)} \quad ; \quad \sigma^{N+1} = S_{N+1} c^{(N+1)} \quad (2.106)$$

avec

$$R^{(N+1)} = \begin{bmatrix} p(Cp_1 - isp_1) & p(Cp_2 - isp_2) & q_3(is_s - C_s) \\ q_1(-Sp_1 - icp_1) & q_2(-Sp_2 - icp_2) & p(-ic_s - S_s) \\ l_1^2 D_1(Cp_1 - Sp_1) & l_2^2 D_2(Cp_2 - Sp_2) & 0 \end{bmatrix} \quad (2.107)$$

$$S^{(N+1)} = \begin{bmatrix} 2N_1(-Sp_1 - iCp_1) & 2N_2(-Sp_2 - iCp_2) & N_4(iC_s + S_s) \\ H_1(-Cp_1 + iSp_1) & H_2(-Cp_2 + iSp_2) & 2N_3(iS_s - C_s) \\ q_1\delta_1(-Sp_1 - iCp_1) & q_2\delta_2(-Sp_2 - iCp_2) & p\delta_3(-iC_s - S_s) \end{bmatrix} \quad (2.108)$$

$$c^{(N+1)} = \left\{ \begin{array}{l} A_{12} \\ A_{22} \\ B_{s2} \end{array} \right\}_{N+1} \quad (2.109)$$

d'où

$$\sigma^{(N+1)} = K^{(N+1)} u^{(N+1)} \quad (2.110)$$

Les éléments de la matrice de rigidités $K^{(N+1)}$, relative au demi-espace, sont comme suit

$$\tilde{K}_{11} = \frac{\mu}{\beta} (a_3 - 2p^2)(a_1q_2 - a_2q_1) \quad (2.111)$$

$$\tilde{K}_{12} = \frac{\mu p}{\beta} [(a_2 - a_1)a_3 + 2q_3(a_1q_2 - a_2q_1)] \quad (2.112)$$

$$\tilde{K}_{13} = \frac{p}{\beta} (a_3 - 2p^2)(q_2 - q_1) \quad (2.113)$$

$$\tilde{K}_{22} = \frac{\mu q_3}{\beta} (a_1 - a_2)(a_3 - 2p^2) \quad (2.114)$$

$$\tilde{K}_{23} = \frac{1}{\beta} [a_2\chi_1(q_1q_3 - p^2) - a_1\chi_2(q_2q_3 - p^2)] \quad (2.115)$$

$$\tilde{K}_{33} = \frac{1}{\beta} [q_1\chi_1(q_2q_3 - p^2) - q_2\chi_2(q_1q_3 - p^2) + (q_1 - q_2)p^2\chi_3] \quad (2.116)$$

Avec

$$\beta = a_1(q_2q_3 - p^2) - a_2(q_1q_3 - p^2) \quad (2.117)$$

La matrice de rigidité globale est obtenue en assemblant les matrices de rigidités élémentaires des différentes couches de sol et la matrice de rigidité du demi-espace sous-jacent.

Au niveau de l'interface n , la condition de continuité peut s'écrire comme suit

$$f^{(n-1)}(k, z_n) - f^{(n)}(k, z_n) = t^{(n)} \quad (2.118)$$

avec

$$t^{(n)} = \left\{ \begin{array}{l} iT_x^{(n)} \\ T_z^{(n)} \\ \frac{Q^{(n)}}{i\omega} \end{array} \right\} \quad (2.119)$$

$T_i^{(n)}(i = x, z)$ et $Q^{(n)}$ représentent les transformées de Fourier des chargements, selon x et z , et une injection de fluide, respectivement, appliqués au niveau de l'interface n . Si une interface n'est pas soumise à un chargement externe, le vecteur $t^{(n)}$ est nul.

Le système global obtenu, pour un demi-espace supportant un multicouche, est le suivant

$$\begin{bmatrix} K^{(1)} & & & & & \\ & K^{(2)} & & & & \\ & & \ddots & & & \\ & & & K^{(N)} & & \\ & & & & K^{(N+1)} & \\ & & & & & \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} u^{(1)} \\ u^{(2)} \\ \vdots \\ u^{(N)} \\ u^{(N+1)} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} t^{(1)} \\ t^{(2)} \\ \vdots \\ t^{(N)} \\ t^{(N+1)} \end{Bmatrix} \quad (2.120)$$

La matrice de rigidité globale ainsi obtenue est symétrique et bien conditionnée. Sa largeur de bande est égale à 6. De plus, le nombre d'inconnues dans le système final est de $3(N+1)$ alors qu'avec la méthode conventionnelle, présentée dans le chapitre précédant, on obtient un nombre total d'inconnues $(6N+3)$.

Ceci rend la méthode des matrices de rigidité beaucoup plus intéressante du point de vue de la programmation numérique.

2.3.2. Méthode de calcul des fonctions d'amplification

Dans le cadre de notre travail, une approche analytique, utilisant conjointement la méthode des matrices de rigidité et la méthode des matrices de transfert, a été utilisée pour évaluer les fonctions d'amplification du sol poro-élastique. Ceci afin d'examiner les principaux paramètres géotechniques influençant l'amplification du signal sismique, d'une part, et par la suite, les exploiter dans l'élaboration du modèle de déamplification, tel que cela a déjà été expliqué auparavant.

Pour le cas d'un sol multicouche poro-élastique, reposant sur un demi-espace, lui aussi poro-élastique, la première étape consiste à calculer la réponse du demi-espace seul, à l'incidence d'une onde de volume (P_1 , P_2 ou SV). Pour cela, la méthode exacte des matrices de transfert (Yang 2000) est utilisée (voir section 2.2.1-2.2.3).

Les déplacements en champs libre du demi-espace poro-élastique, ainsi obtenue, sont alors multipliés par la matrice de rigidité du demi-espace (équations 2.111-2.117). Cette deuxième étape sert à transformer les déplacements en champs libre en un vecteur chargement dont les composantes verticales et horizontales sont injectées à la base du multicouche en tant qu'excitation (équation 2.110).

Une fois l'assemblage de la matrice de rigidité globale effectué, il ne reste plus qu'à résoudre le système d'équations (2.120) pour obtenir le champ de déplacement total du multicouche. A partir de là, il ne reste plus qu'à calculer le rapport entre les

déplacements, au sommet du sol multicouche, et ceux en haut du demi-espace, pour avoir les fonctions d'amplifications entre le sol et un affleurement rocheux.

2.4. Conclusion

Le caractère biphasique du milieu poreux engendre des complications au niveau du calcul de sa réponse dynamique à une excitation sismique. Les caractéristiques physico mécaniques des deux phases ne sont pas à la même échelle de grandeur. En effet, le squelette solide est infiniment plus rigide que le fluide et leurs modules d'incompressibilité ne sont pas du même ordre.

Cette réalité matérielle fait que l'utilisation d'une méthode de matrice de transfert, même adaptée à la théorie de Biot, n'est tout simplement pas possible puisqu'elle aboutit, la plupart du temps, à des matrices mal conditionnées. La recherche d'une alternative s'est imposée à nous.

La solution à ce problème consiste en l'utilisation combinée des deux méthodes présentées dans ce chapitre, fournissant ainsi les outils mathématiques de base pour l'étude de l'amplification des ondes sismiques, à travers les milieux poreux. Le prochain chapitre présente une étude paramétrique portant sur les différents paramètres géotechniques pouvant affecter la réponse sismique des sols saturés.

CHAPITRE 3

AMPLIFICATION DES ONDES SISMIQUES A TRAVERS LES MILIEUX POREUX

3.1. Introduction

La réponse dynamique d'un sol partiellement ou totalement saturé, à une excitation sismique, est substantiellement influencée par la présence du fluide interstitiel. Comme cela a été expliqué précédemment, le schéma de propagation des ondes sismiques est quelque peu différent de celui que l'on rencontre dans les sols monophasiques. En effet, la théorie de Biot (1956-1973) a mis en évidence la présence d'une deuxième onde de dilatation (onde P_2) qui se propage en parallèle avec les deux autres ondes (ondes P_1 et SV). Du fait de son amortissement important, l'onde P_2 n'est pas facilement observable en dehors du champ proche (Plona 1979-1980) ; elle est néanmoins générée à chaque réflexion et réfraction d'une onde P_1 ou SV et contribue de ce fait à l'atténuation des ondes sismiques.

L'intérêt de ce chapitre est de mener une investigation simple sur l'impact que pourrait avoir la présence de cette onde sur l'amplification des ondes de volumes à travers le sol modélisé comme étant poreux. Ceci revient à considérer la différence entre une modélisation monophasique simple et une modélisation biphasique beaucoup plus complexe, puisqu'elle fait intervenir un plus grand nombre de paramètres physico-mécaniques du sol. La théorie de Biot permet en effet d'étudier l'effet de plusieurs facteurs tels que la porosité, la perméabilité, le degré de saturation...etc.

Nous nous proposons d'évaluer la réponse dynamique de plusieurs configurations de sol, à une excitation sismique, en s'appuyant sur la théorie de Biot. A cet effet, nous avons adopté une modélisation déterministe du milieu poreux. Nous avons choisi une modélisation linéaire élastique du squelette solide, le fluide lui est considéré comme étant visqueux.

La fonction d'amplification d'un profil de sol étant de par sa définition le rapport entre la réponse en champ libre et l'excitation au niveau de l'espace semi-infini ou du rocher, il nous est apparu pertinent de commencer cette étude par une analyse paramétrique

de la réponse dynamique d'un demi-espace poro-élastique. L'étude de l'amplification du sol multicouche est présentée par la suite.

3.2. Réponse dynamique d'un demi-espace poro-élastique

Deux demi-espaces poro-élastiques, de rigidités différentes, sont pris comme exemples afin d'étudier l'influence du degré de saturation et de la porosité sur la réponse dynamique à l'incidence d'une onde P_1 et SV . Le calcul des déplacements du sol est évalué à l'aide d'un schéma basé sur la méthode des matrices de transferts exposée dans le chapitre 2. Les caractéristiques de chacun des deux sols considérés sont résumées dans le tableau 3.1.

Les déplacements horizontaux et verticaux sont évalués et tracés, pour chacun des deux demi-espaces étudiés, en fonction de l'angle d'incidence de l'onde de déformation P_1 ou SV . La réponse dynamique du même sol modélisé comme étant monophasique est également calculée pour chaque cas et est notée dans les légendes sous le terme « Elastique ».

Caractéristiques	Sable	Roche tendre
Masse volumique des grains solides (Kg/m ³)	2650	2610
Porosité	0.4	0.3
Module de cisaillement (MPa)	40	600
Module d'incompressibilité du squelette solide (MPa)	86.7	1300
Module d'incompressibilité des grains solides (GPa)	36	36
Module d'incompressibilité de l'eau interstitielle (GPa)	2.2	2.2
Viscosité du fluide (Ns/m ²)	10 ⁻³	10 ⁻³
Perméabilité (m ²)	10 ⁻¹¹	10 ⁻¹²

Tableau 3.1 : Caractéristiques des demi-espaces

3.2.1. Effet du degré de saturation

Afin de pouvoir considérer l'effet du degré de saturation, celui-ci a été varié entre 100% et 95%, ce qui permet d'utiliser la formule de Verruijt (1969) valable pour les degrés de saturation importants (voir section 1.3.1, équ. 1.10). Le choix de ces valeurs est motivé par les travaux antérieurs de Nogami et Kazama (1992), Valliappan *et al.* (1993) et Yang (2000-2002).

- Incidence d'onde P_1

A partir des Figs. 3.1 et 3.2, il apparaît que pour une saturation complète, i.e. $S_r = 100\%$, la valeur maximale du déplacement horizontal normalisé approche la valeur

de 0.1 pour le profil sableux et celle de 0.2 pour le profil rocheux. Dès que le degré de saturation baisse légèrement, la réponse du sol poreux se rapproche de plus en plus de celle du sol élastique (considéré non poreux).

A contrario, l'effet de la variation du degré de saturation sur les déplacements verticaux est négligeable pour les deux cas de profils étudiés.

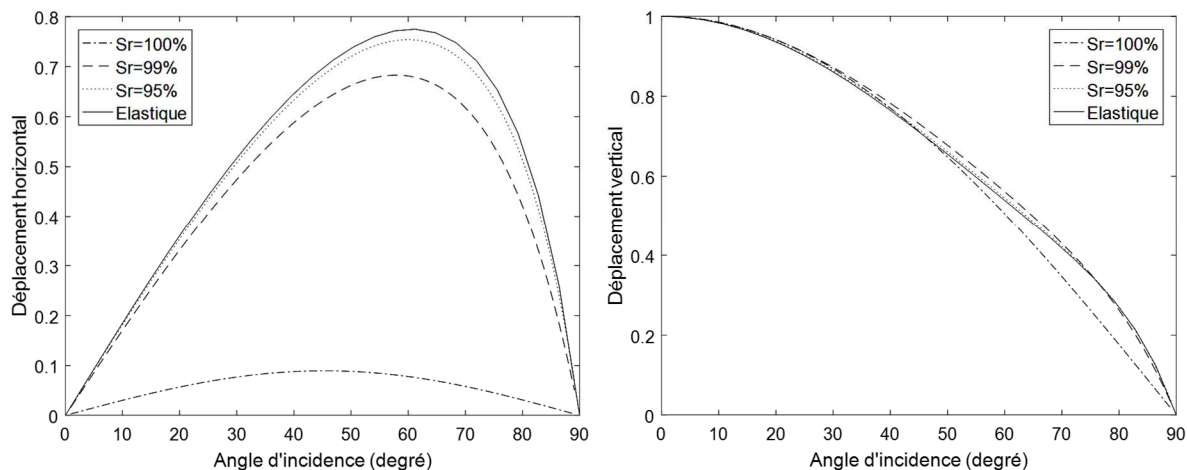


Fig. 3.1 : Effet de la variation du degré de saturation sur les déplacements normalisés en surface ($f=1\text{Hz}$) – demi-espace sableux – incidence d'onde P_1

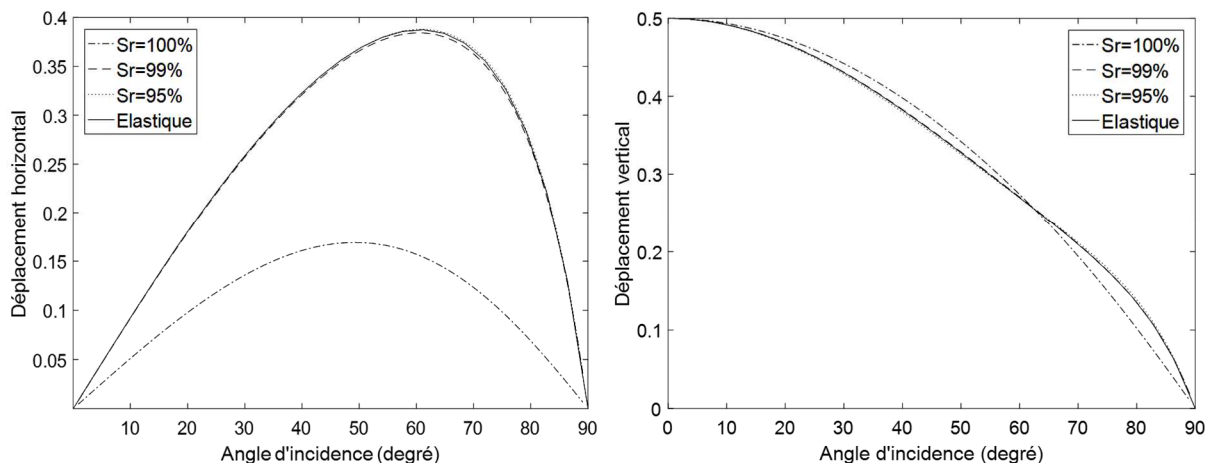


Fig. 3.2 : Effet de la variation du degré de saturation sur les déplacements normalisés en surface ($f=1\text{Hz}$) – demi-espace rocheux – incidence d'onde P_1

- **Incidence d'onde SV**

En étudiant les Figs. 3.3 et 3.4, il est remarqué que l'effet de la variation du degré de saturation, sur les déplacements induits par l'incidence d'une onde SV, est significatif.

De même que pour le cas d'incidence d'une onde P_1 , dès que la saturation n'est plus totale, les déplacements se rapprochent de ceux obtenus pour le cas élastique non poreux, et cela pour les deux demi-espaces étudiés. Néanmoins et contrairement au cas précédent, cette influence apparaît sur les deux composantes du mouvement, en particulier pour les angles d'incidences compris entre 5° et 40° .

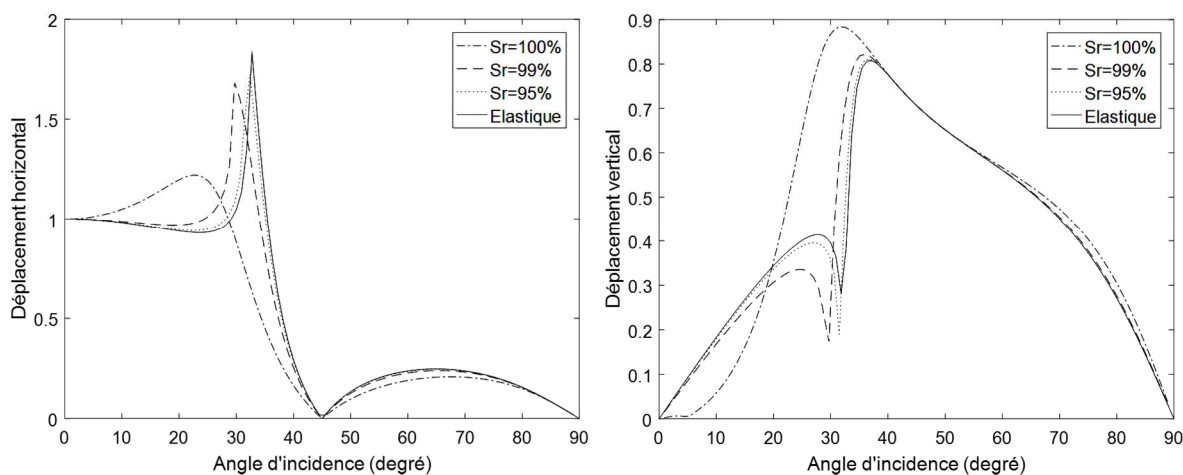


Fig. 3.3 : Effet de la variation du degré de saturation sur les déplacements normalisés en surface ($f=1\text{Hz}$) – demi-espace sableux – incidence d'onde SV

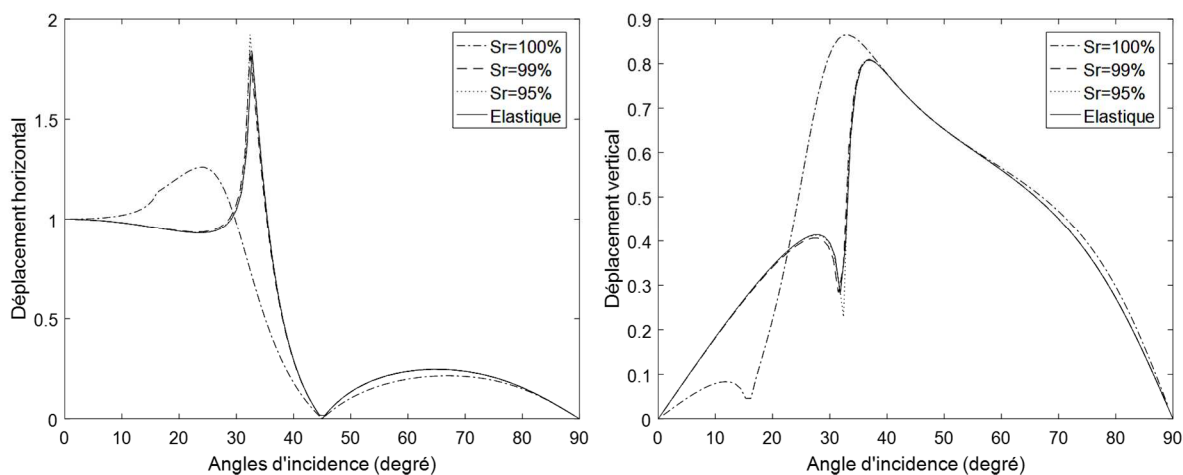


Fig. 3.4 : Effet de la variation du degré de saturation sur les déplacements normalisés en surface ($f=1\text{Hz}$) – demi-espace rocheux – incidence d'onde SV

Il semble que lorsque le degré de saturation est de 100%, le fluide interstitiel modifie clairement la réponse dynamique à la propagation d'une onde P_1 ou d'une onde SV. Cet effet semble se dissiper dès que la saturation n'est plus totale. Il est à noter que l'amplitude de la réponse dynamique du milieu poro-élastique varie par rapport à celle

du sol monophasique, en fonction de la composante du mouvement et de l'angle d'incidence.

Sachant que le degré de saturation affecte la vitesse de propagation des ondes P_1 et P_2 et ne modifie pas celle des ondes SV (voir Fig. 1.1), ceci explique son impact sur les déplacements du demi-espace. En particulier, pour le cas d'incidence d'une onde SV oblique, l'effet du degré de saturation est notable à cause de la naissance des ondes de compression par réflexion, dès que l'angle d'incidence est différent de 0° .

3.2.2. Effet de la porosité

L'effet de la porosité est étudié pour le cas des deux demi-espaces considérés totalement saturés i.e. $S_r = 100\%$. La porosité a été varié entre 0.1 et 0.5.

- Incidence d'onde P_1

A travers les Figs. 3.5 et 3.6, il apparaît que la variation de la porosité n'affecte que les déplacements horizontaux induits par l'incidence d'une onde P_1 , et ce pour les deux sols étudiés. Plus la porosité augmente et plus les déplacements horizontaux du sol sont élevés. Ceci s'explique par la diminution de la vitesse de propagation des ondes P_1 en fonction de la porosité (voir Fig 1.3).

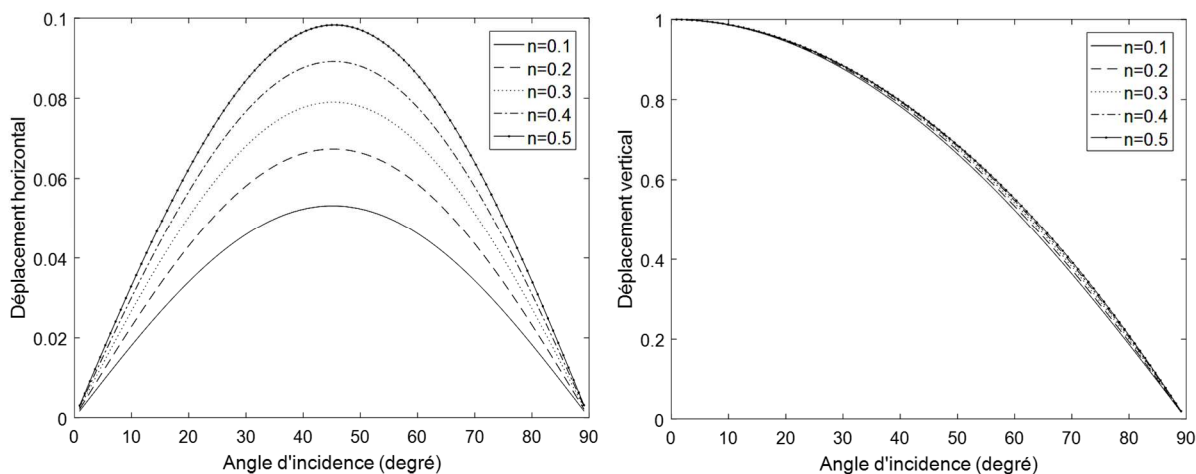


Fig. 3.5 : Effet de la variation de la porosité sur les déplacements normalisés en surface ($f=1\text{Hz}$) – demi-espace sableux – incidence d'onde P_1

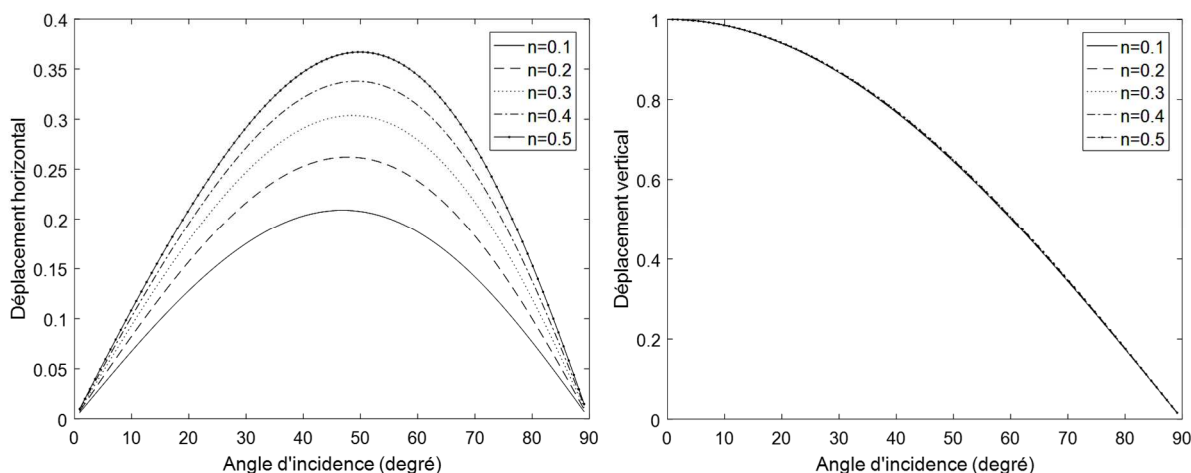


Fig. 3.6 : Effet de la variation de la porosité sur les déplacements normalisés en surface (f=1Hz) – demi-espace rocheux – incidence d’onde P_1

- Incidence d’onde SV

Les Figs. 3.7 et 3.8 indiquent que la variation de la porosité n’influence pas la réponse dynamique des deux demi-espaces à la propagation d’une onde SV . Cela est dû au fait que les changements dans les valeurs de la porosité n’affectent en rien la vitesse de propagation des ondes SV (voir Fig. 1.3).

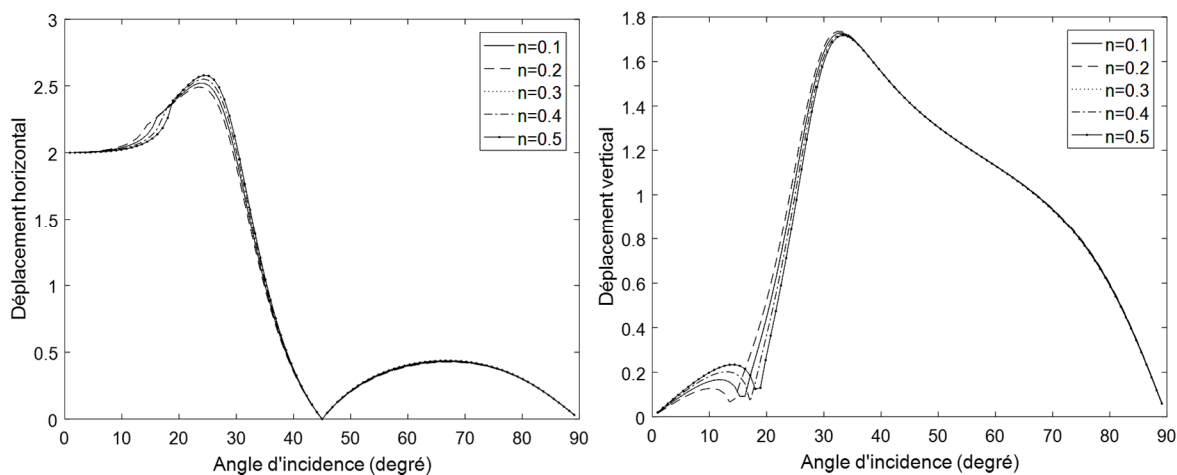


Fig. 3.7 : Effet de la variation de la porosité sur les déplacements normalisés en surface (f=1Hz) – demi-espace sableux – incidence d’onde SV

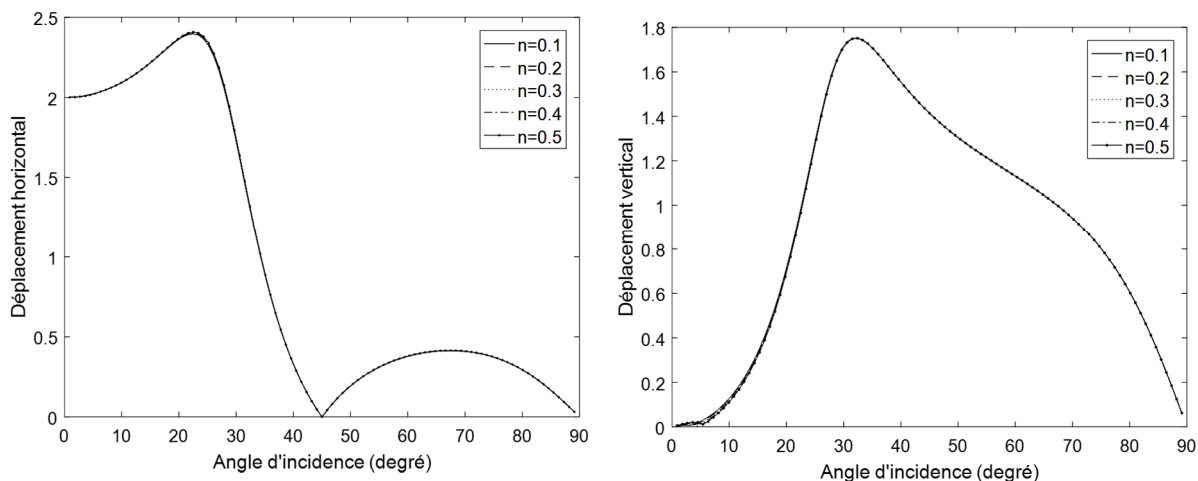


Fig. 3.8 : Effet de la variation de la porosité sur les déplacements normalisés en surface ($f=1\text{Hz}$) – demi-espace rocheux – incidence d’onde SV

3.2.3. Synthèse

Deux demi-espaces ont été utilisés afin d’étudier l’influence du degré de saturation et de la porosité sur la réponse dynamique des sols poro-élastiques à l’incidence d’ondes P_1 et SV.

Lorsque le sol est totalement saturé, le fluide interstitiel absorbe une partie de l’énergie transmise et de ce fait la réponse dynamique du sol s’en trouve changée. Cette influence dépend de l’angle d’incidence de l’onde excitatrice, de plus, une très légère baisse du degré de saturation rend le comportement du sol poro-élastique proche de celui du sol élastique non poreux et cela pour le cas des deux demi-espaces étudiés.

La variation de la porosité du sol quant à elle, ne semble affecter sa réponse dynamique que lorsque celle-ci est provoquée par la propagation d’une onde P_1 . Dans ce cas précis, l’augmentation de la porosité du sol rend celui-ci moins rigide d’où une amplitude des déplacements plus importante.

Dans la section suivante, l’étude est étendue au cas des sols multicouches. La réponse dynamique est traitée en termes de fonctions d’amplification.

3.3. Réponse dynamique dans le domaine fréquentiel d’un sol multicouche poro-élastique

L’étude est étendue au cas des profils de sol poro-élastiques multicouches dont les réponses dynamiques sont évaluées en termes de fonctions d’amplification. L’analyse de ces dernières permet d’identifier certaines caractéristiques dynamiques du sol telles que la fréquence fondamentale et l’amplification des mouvements sismiques. Les

calculs sont effectués tels qu'expliqués dans le chapitre précédent, c'est-à-dire en combinant la méthode des matrices de transfert et la méthode des matrices de rigidité.

Un exemple de sol monocouche ainsi qu'une étude paramétrique faisant intervenir l'angle d'incidence, le rapport d'impédance, le degré de saturation, la porosité ainsi que la perméabilité, sont exposés.

Le profil de sol utilisé est composé d'une seule couche de sable d'épaisseur h égale à 10 m, reposant sur un demi-espace poro-élastique rocheux. Les caractéristiques des deux matériaux sont les mêmes que ceux présentés dans le tableau 3.1.

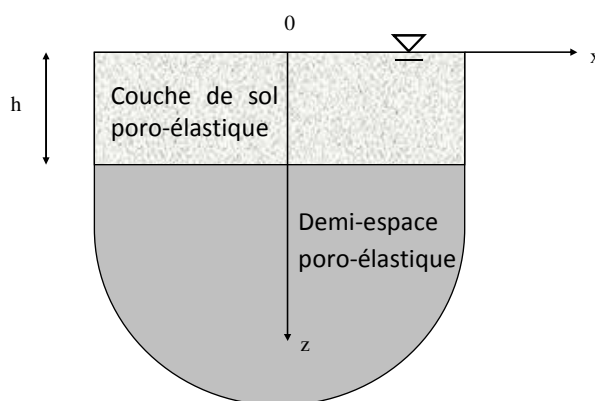


Fig. 3.9 : Schéma du profil de sol monocouche

En premier lieu, une comparaison est faite entre les fonctions d'amplification obtenues avec une modélisation poro-élastique et une modélisation élastique. La Fig. 3.10 schématise cette différence pour le cas d'incidence d'une onde SV à 0° , 20° et 30° par rapport à la verticale. Le but de cet exemple est de montrer à quel point le comportement du sol peut être perçu différemment en fonction du modèle utilisé. De plus, la majorité des codes de calcul en dynamique des sols s'appuient sur l'incidence des ondes SV verticales et comme celle-ci ne se propagent pas à travers le fluide interstitiel, l'on pourrait penser que la différence entre les résultats des deux modèles devrait être minime.

A partir de la Fig. 3.10, il est remarqué que lorsque l'onde incidente est verticale, il n'y a effectivement pas de différence entre l'utilisation d'un modèle poro-élastique biphasique ou celle d'un modèle monophasique noté ici, comme dans la section précédente, par le terme « Élastique ». La différence apparaît par contre clairement dans le cas d'une incidence oblique puisque celle-ci donne naissance aux ondes P_1 et P_2 qui, contrairement aux ondes SV , se propagent dans le fluide interstitiel. Il est à noter que cette différence s'accroît avec l'augmentation de l'angle d'incidence de même que l'effet de l'amortissement due à la viscosité du fluide.

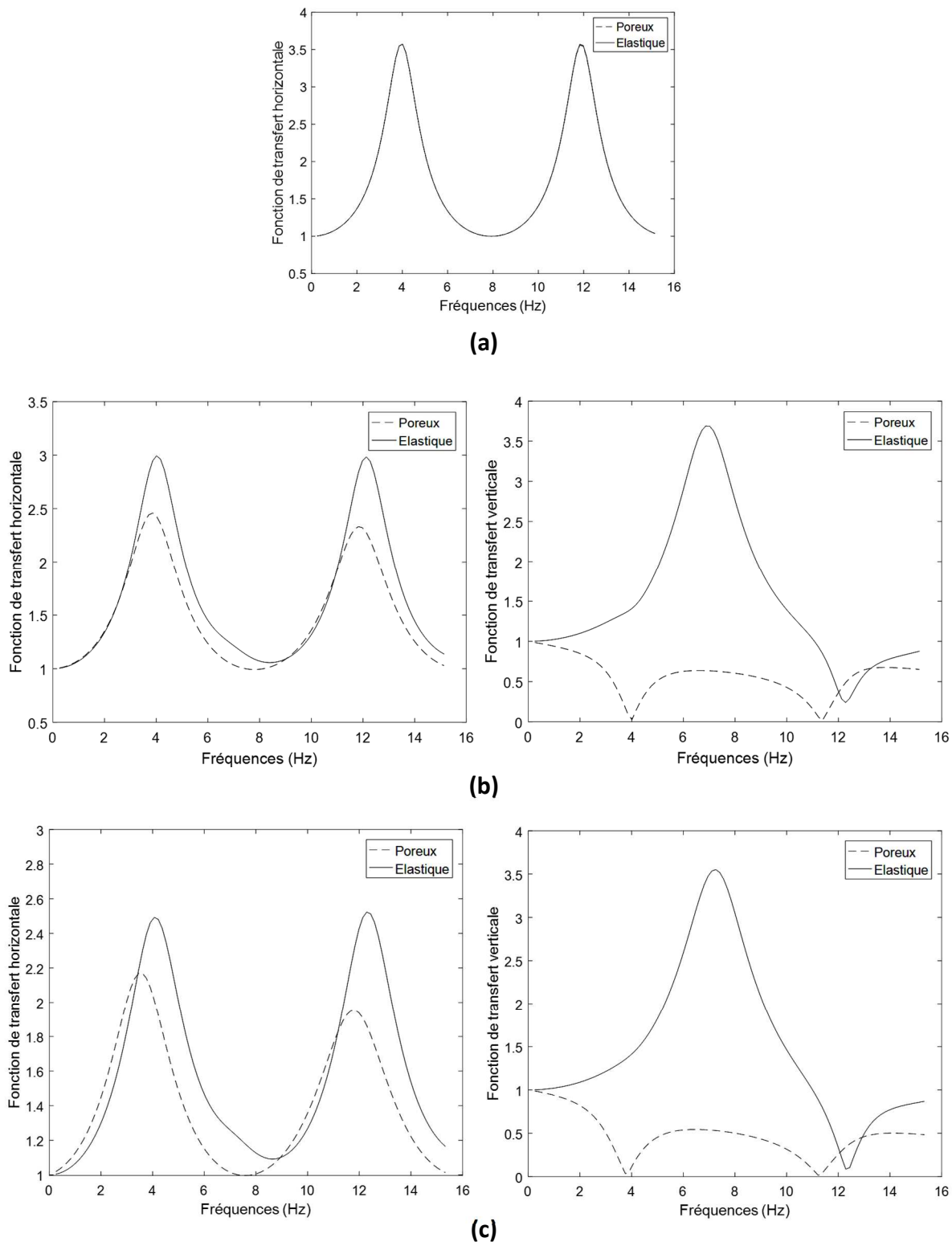


Fig. 3.10 : Fonctions d'amplification horizontale de la couche de sol sableuse pour le cas d'une onde SV (a) incidence verticale - fluide non visqueux (b) incidence oblique à 20° - fluide visqueux (c) incidence oblique à 30° - fluide visqueux

Les vitesses de propagation des ondes de compressions à travers les deux milieux sont différentes. De plus, les ondes P_2 n'existent que dans le milieu poreux et sont caractérisées par de faibles vitesses de propagation. Toute énergie transmise aux ondes P_2 engendre un déplacement qui est de ce fait très amortie.

Les paramètres physico-mécaniques pouvant influencer l'amplification du sol poro-élastiques sont nombreux et il est clair que le comportement du sol poreux saturé est différent de celui du sol monophasique. Une étude paramétrique est présentée dans la section suivante.

3.3.1. Etude paramétrique

Le profil monocouche présenté dans la Fig. 3.9 composé d'une couche de sable surmontant une roche tendre (tableau 3.1) est utilisé dans une étude paramétrique faisant intervenir plusieurs caractéristiques physico-mécaniques à savoir : l'angle d'incidence, le contraste d'impédance, la porosité, le degré de saturation et la perméabilité. L'analyse est menée pour le cas d'incidence d'une onde P_1 et celui d'une onde SV .

Pour plus de pratique, les paramètres du sol ont été normalisés par rapport au module de cisaillement, la masse volumique des grains solide et l'épaisseur de la couche de sol. Dans le cas d'incidence d'une onde P_1 , les graphes sont tracés en fonction de la fréquence adimensionnelle d_p alors que dans le cas d'incidence d'une onde SV , ceux-ci sont représentés en fonction de la fréquence adimensionnelle d_s telles que :

$$d_p = \frac{\omega h}{|V_{p_1}|} \quad ; \quad d_s = \frac{\omega h}{|V_s|} \quad (3.1)$$

- **Effet de la variation du contraste d'impédance et de l'angle d'incidence**

Le contraste d'impédance entre deux couches de sol superposées i et $i+1$ (voir Fig. 2.1). peut être représenté par l'admittance, comprise entre 0 et 1, tel que

$$\alpha = \frac{\rho_i G_i \cos \theta_i}{\rho_{i+1} G_{i+1} \cos \theta_{i+1}} \quad (3.2)$$

ρ_* , G_* et θ_* représentent respectivement la masse volumique, le module de cisaillement et l'angle de propagation de l'onde ascendante dans la couche *.

Pour commencer, l'admittance est variée entre 0 et 0.4 pour une porosité de 0.3, une incidence verticale des ondes et un degré de saturation égale à 100%.

Il apparaît dans les Figs. 3.11 et 3.12 que l'augmentation du contraste d'impédance entre la couche de sol et le demi-espace sous-jacent n'engendre qu'une élévation de l'amplification. La fréquence fondamentale reste constante.

Dans les Figs. suivantes, l'angle d'incidence est varié pour chaque contraste d'impédance. En étudiant les Figs. 3.13 – 3.22, il est remarqué que l'effet de la variation de l'angle d'incidence augmente avec le rapport d'impédance en engendrant des amplifications plus importantes. Cet effet est plus important dans le cas d'une incidence d'onde SV que dans le cas d'une incidence d'onde P_1 .

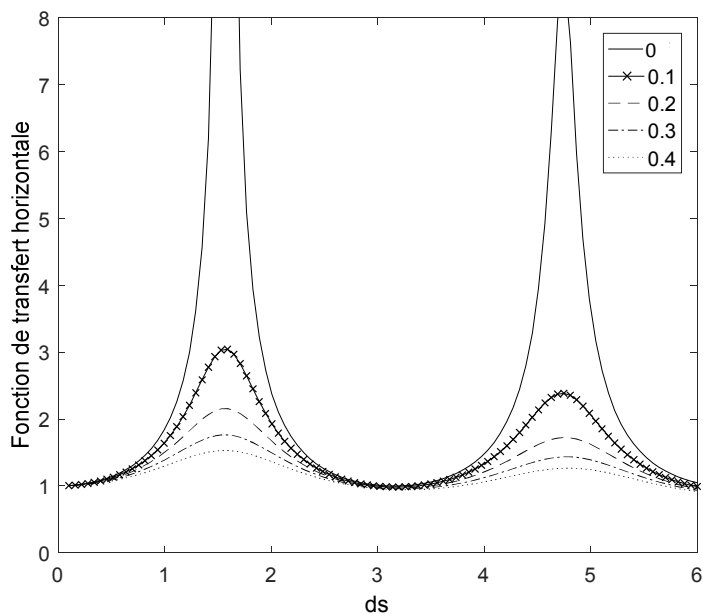


Fig. 3.11 : Effet de la variation du contraste d'impédance sur les fonctions d'amplification – Incidence d'onde SV verticale

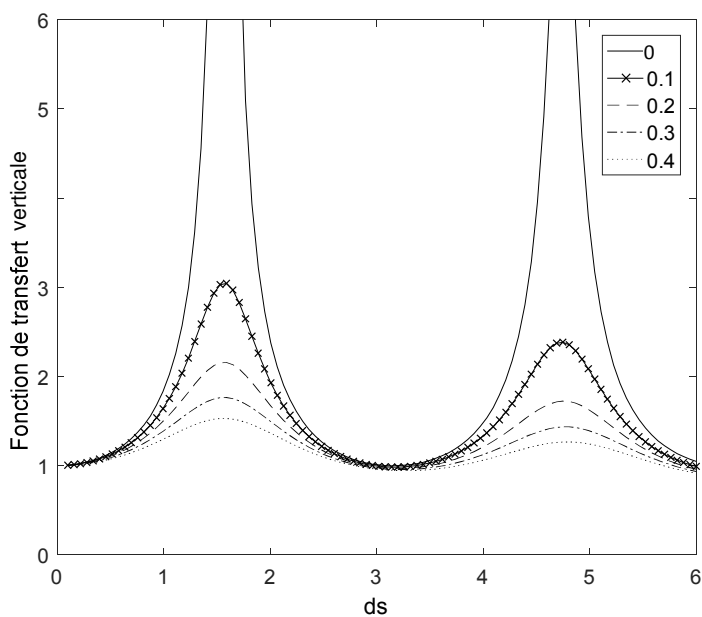


Fig. 3.12 : Effet de la variation du contraste d'impédance sur les fonctions d'amplification – Incidence d'onde P_1 verticale

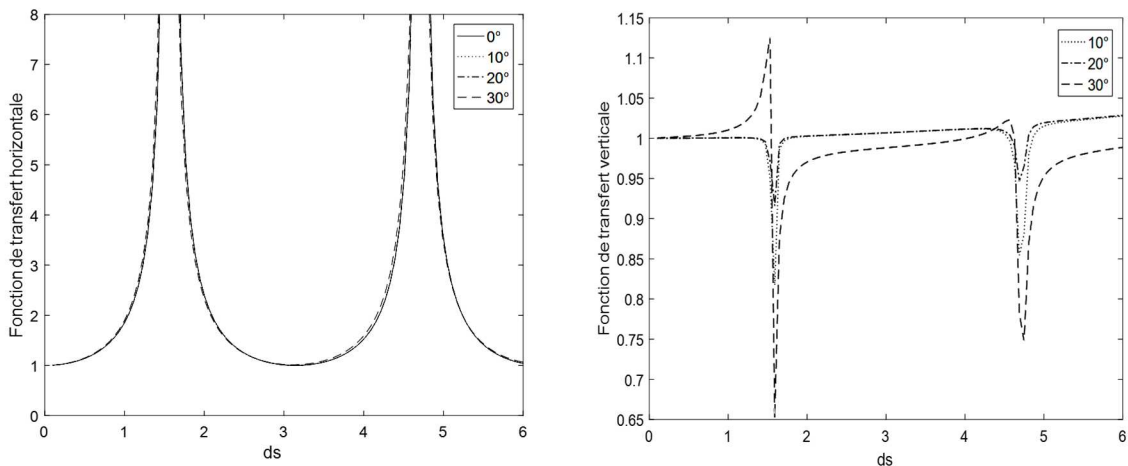


Fig. 3.13 : Effet de la variation de l'angle d'incidence sur les fonctions d'amplification – Contraste d'impédance infini – Incidence d'onde SV

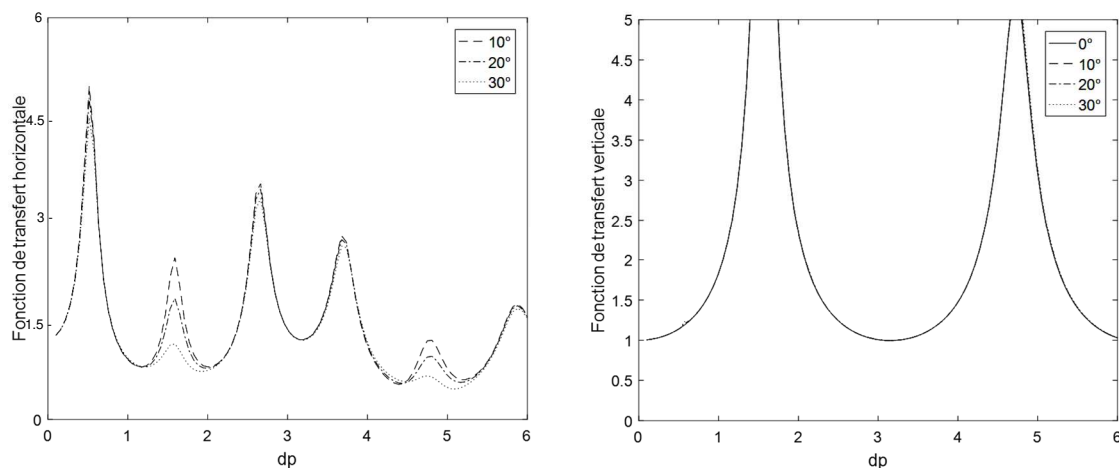


Fig. 3.14 : Effet de la variation de l'angle d'incidence sur les fonctions d'amplification – Contraste d'impédance infini – Incidence d'onde P_1

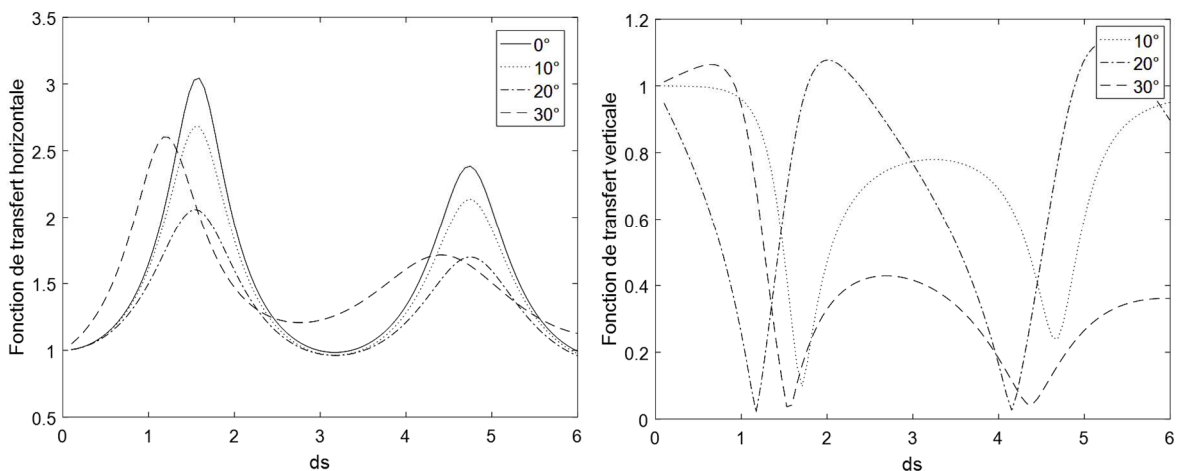


Fig. 3.15 : Effet de la variation de l'angle d'incidence sur les fonctions d'amplification – Contraste d'impédance 0.1 – Incidence d'onde SV

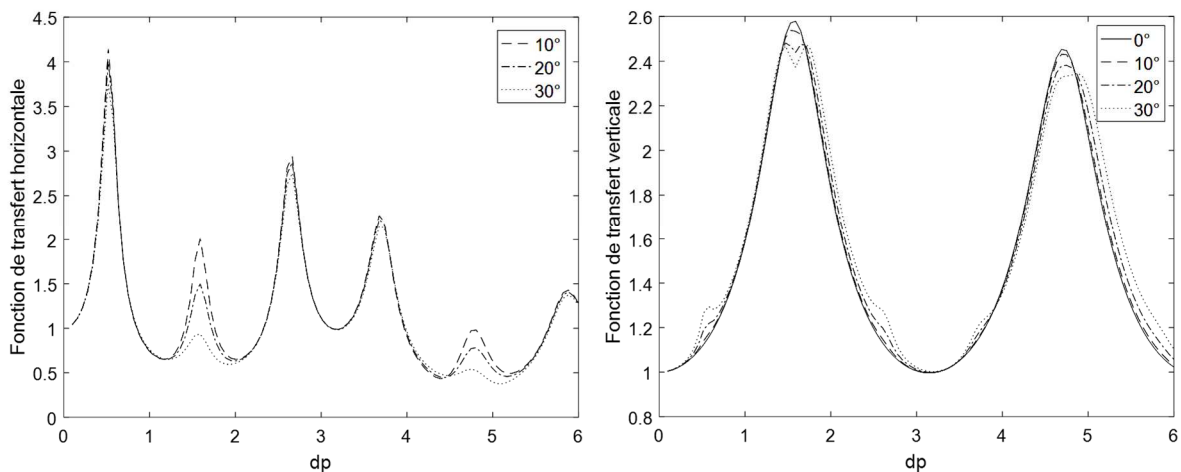


Fig. 3.16 : Effet de la variation de l'angle d'incidence sur les fonctions d'amplification – Contraste d'impédance 0.1 – Incidence d'onde P_1

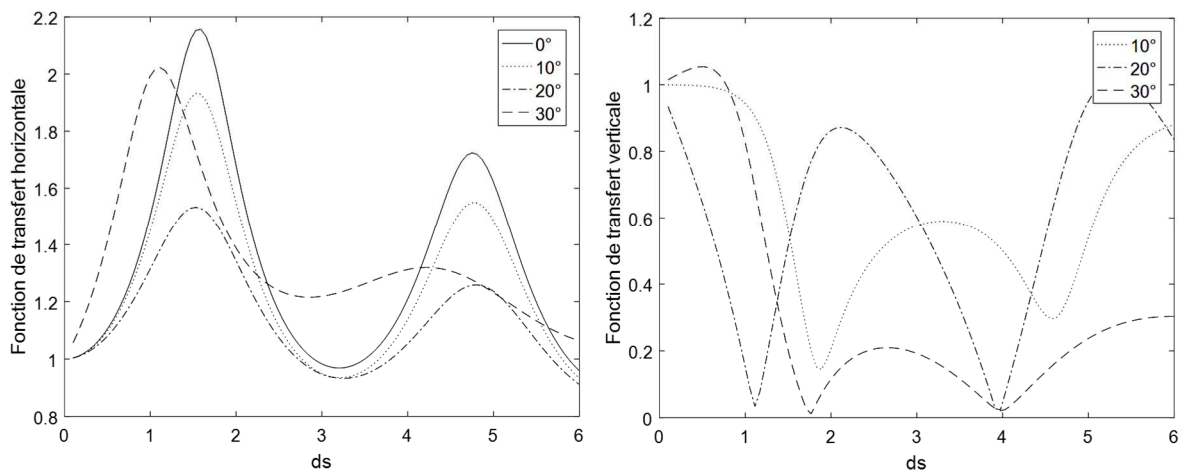


Fig. 3.17 : Effet de la variation de l'angle d'incidence sur les fonctions d'amplification – Contraste d'impédance 0.2 – Incidence d'onde SV

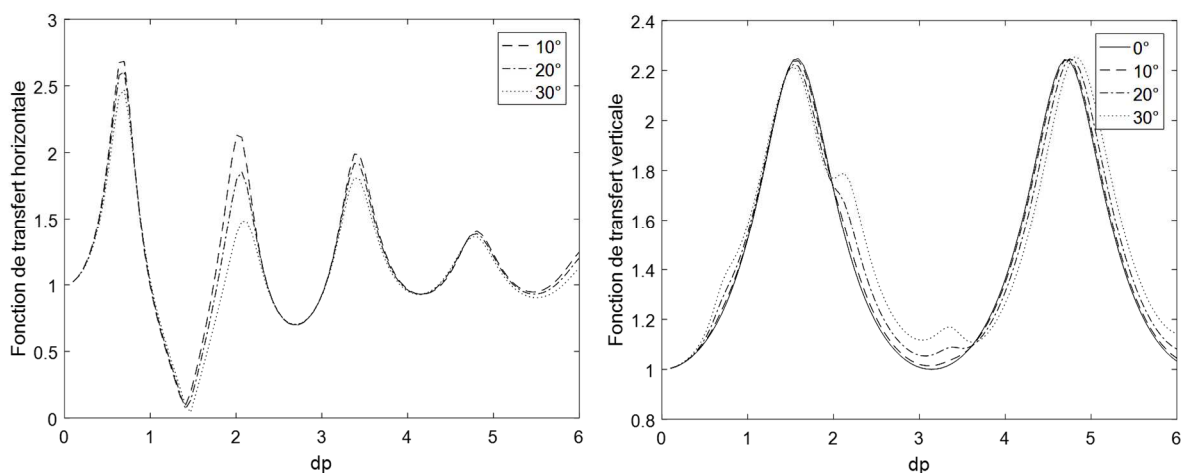


Fig. 3.18 : Effet de la variation de l'angle d'incidence sur les fonctions d'amplification – Contraste d'impédance 0.2 – Incidence d'onde P_1

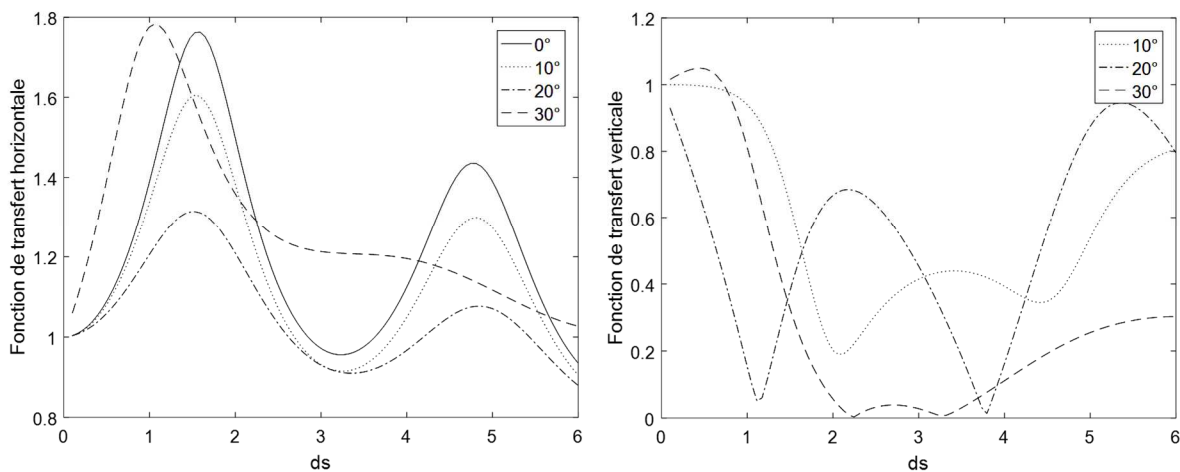


Fig. 3.19 : Effet de la variation de l'angle d'incidence sur les fonctions d'amplification – Contraste d'impédance 0.3 – Incidence d'onde SV

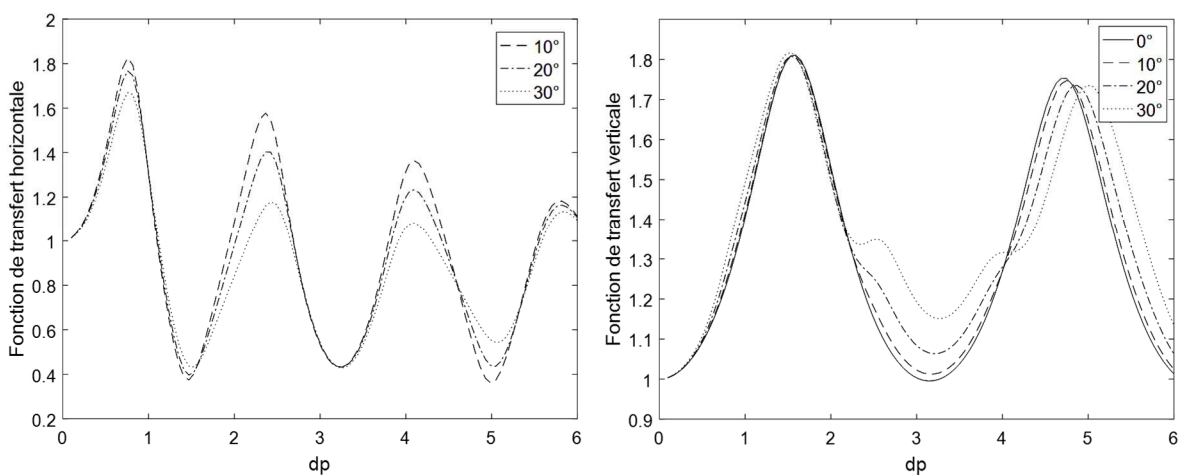


Fig. 3.20 : Effet de la variation de l'angle d'incidence sur les fonctions d'amplification – Contraste d'impédance 0.3 – Incidence d'onde P_1

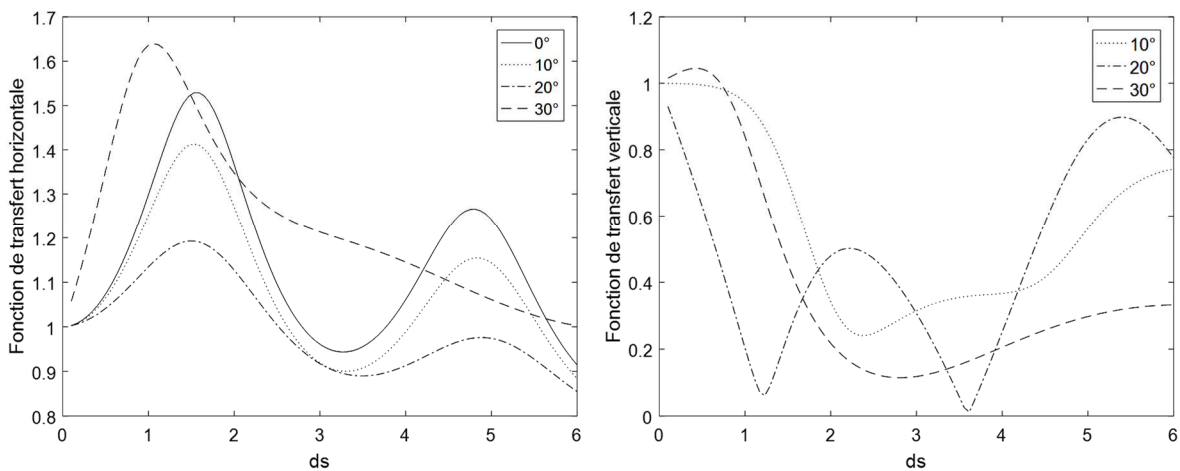


Fig. 3.21 : Effet de la variation de l'angle d'incidence sur les fonctions d'amplification – Contraste d'impédance 0.4 – Incidence d'onde SV

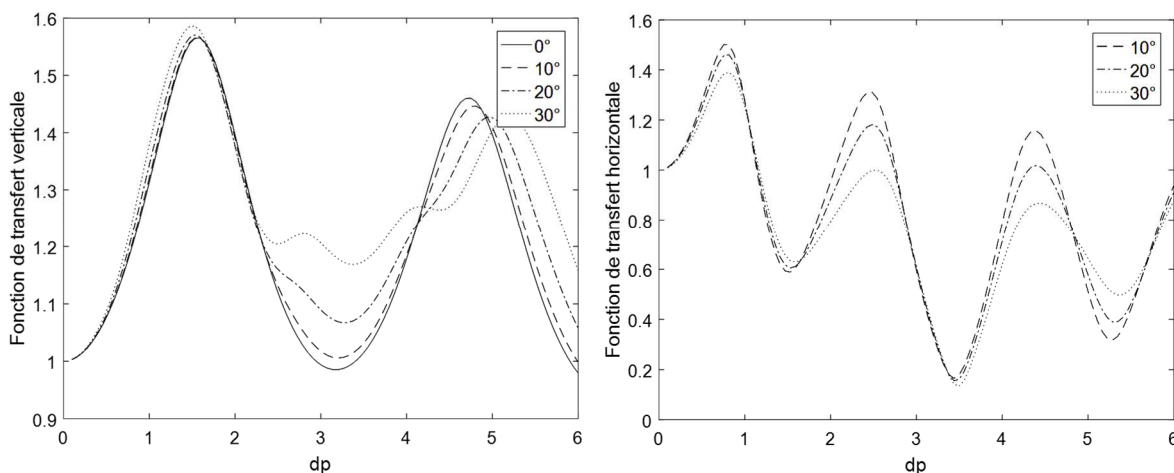


Fig. 3.22 : Effet de la variation de l'angle d'incidence sur les fonctions d'amplification – Contraste d'impédance 0.4 – Incidence d'onde P_1

- **Effet de la porosité**

La porosité est variée entre 0.1 et 0.5 pour une couche de sol totalement saturée. Le rapport d'impédance est pris égal à 0.1.

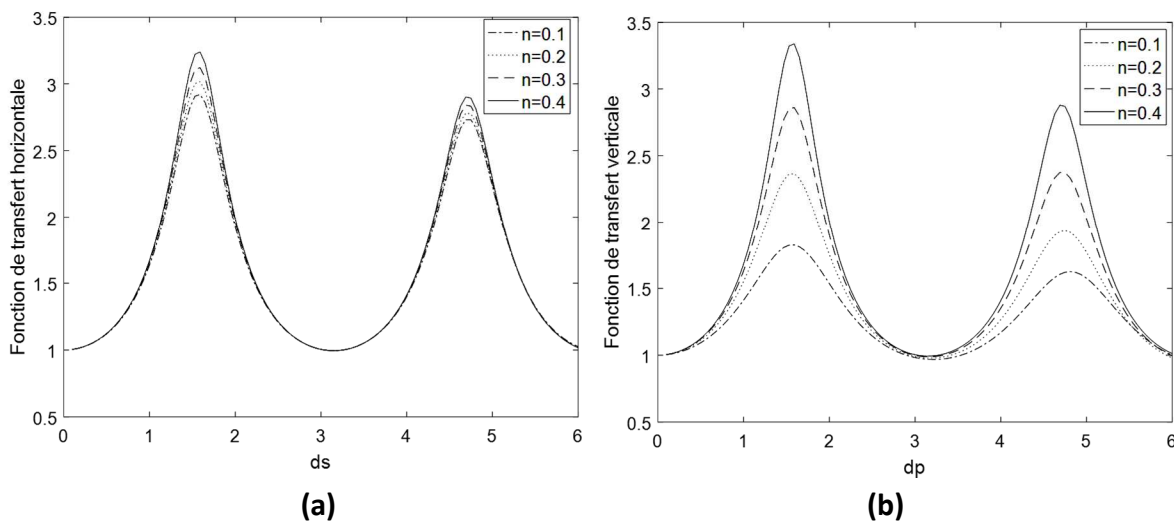


Fig. 3.23 : Effet de la variation de la porosité sur les fonctions d'amplification – Incidence d'ondes verticales (a) SV (b) P_1

A travers les Figs. 3.23 et 3.24, il apparaît que l'augmentation de la porosité du sol provoque des amplifications plus importantes de sa réponse dynamique. Cet effet est beaucoup plus prononcé dans le cas d'incidence d'une onde P_1 que dans le cas d'incidence d'une onde SV même lorsque celle-ci est oblique (Fig. 3.24). Les vitesses de

propagation des ondes P_1 diminuant avec l'augmentation de la porosité (voir section 1.3.3), ceci explique l'augmentation de l'amplification puisque le contraste d'impédance dans ce cas augmente lui aussi.

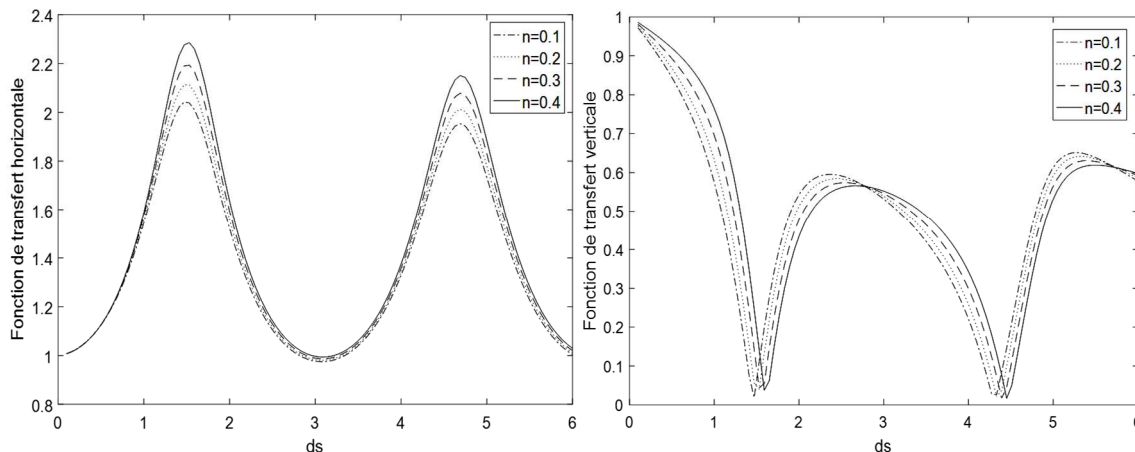


Fig. 3.24 : Effet de la variation de la porosité sur les fonctions d'amplification – Incidence d'onde SV à 20°

- **Effet du degré de saturation**

Pour une couche de sol présentant les caractéristiques suivantes : porosité 0.3, rapport d'impédance 0.1, le degré de saturation est varié entre 95% et 100%.

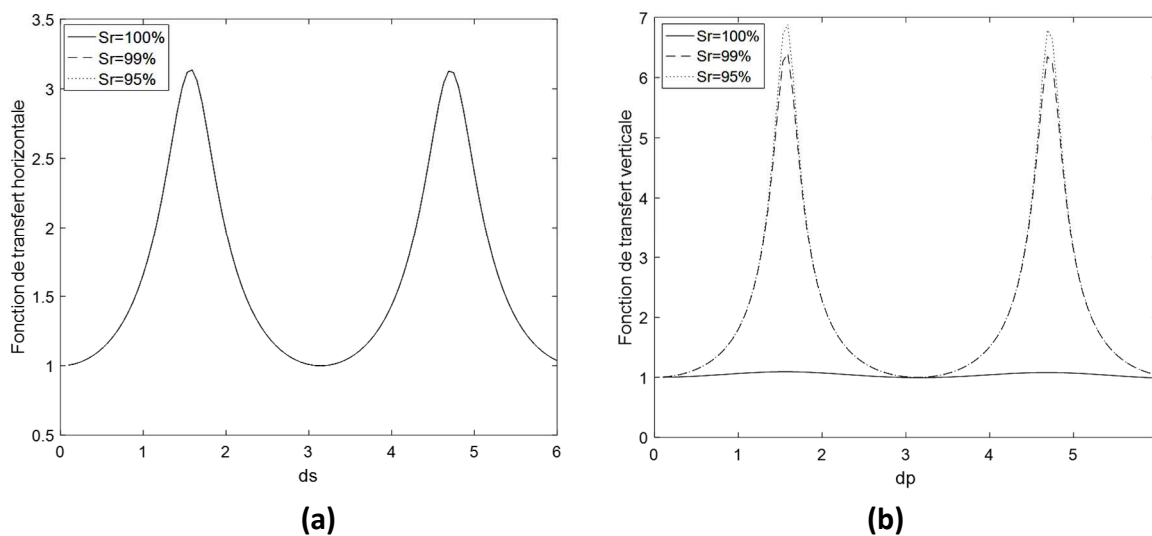


Fig. 3.25 : Effet de la variation du degré de saturation sur les fonctions d'amplification – Incidence d'ondes verticales (a) SV (b) P_1

Dans le cas d'incidence verticale d'une onde P_1 , la fonction d'amplification est grandement affectée par les fluctuations du degré de saturation. Dès que le degré de saturation descend en dessous de 100%, l'amplification est multipliée par 6 pour $S_r=99\%$

et par 7 pour $S_r=95\%$. Par contre, dans le cas d'incidence verticale d'une onde SV, aucun effet n'est noté. Ceci est tout à fait logique puisque seules les ondes de compression se propagent dans le fluide interstitiel (voir Fig. 3.25). En examinant les vitesses de propagation des différentes ondes et leurs variations en fonction du degré de saturation (Fig 1.1), seules les ondes de compression sont affectées par les fluctuations du degré de saturation. Lorsque l'onde SV présente un angle d'incidence différent de zéro, elle génère des ondes P_1 et P_2 d'où une influence du degré de saturation (voir Fig. 3.26). Néanmoins, cette influence est plus prononcée pour le mouvement vertical que pour le mouvement horizontal.

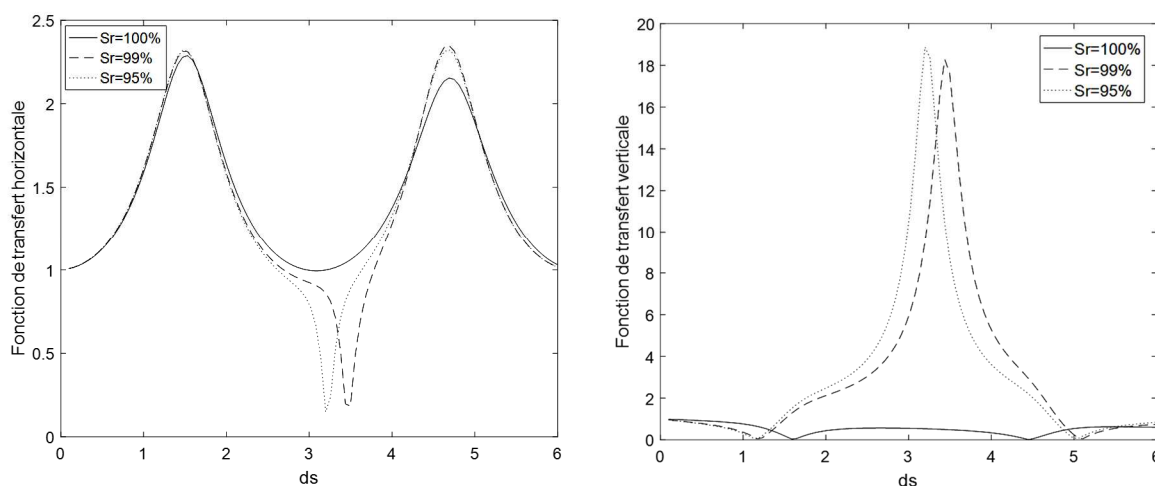


Fig. 3.26 : Effet de la variation du degré de saturation sur les fonctions d'amplification – Incidence d'ondes SV à 20°

K_f (Gpa)	2.2	0.01	0.005	0.002
S_r (%)	100	99	98	95

Tableau 3.2 : Variation de K_f en fonction de S_r

L'influence du degré de saturation sur la propagation des ondes de compression est à imputer à l'impact que peut avoir ce paramètre sur le coefficient d'incompressibilité du fluide et de ce fait sur les vitesses de propagation (équ. 1.10). Dans le tableau 3.2 sont présentées les valeurs du module d'incompressibilité du fluide interstitiel K_f en fonction du degré de saturation S_r . Dès que le degré de saturation n'est plus à 100%, l'effet des bulles d'air à l'intérieur des pores se fait ressentir d'où l'impact considérable du degré de saturation sur la réponse dynamique du sol.

• Effet de la perméabilité

Pour une couche de sol présentant les caractéristiques suivantes : porosité 0.3, rapport d'impédance 0.1, saturation complète à 100%, la perméabilité est variée entre $10^{-12}m^2$ et $10^{-9}m^2$. A travers les Figs 3.27 et 3.28, il est clair que la perméabilité du sol n'affecte son amplification que dans le cas d'incidence d'une onde P_1 et même dans ce cas, ceci n'est perceptible que pour les grandes valeurs de la perméabilité comme celles que l'on rencontre pour les sables grossiers et les graviers ($k=10^{-10}m^2$ et $10^{-9}m^2$). Ces résultats sont en accord avec ceux publiés par Al Rjoub en 2013 (voir section 1.2).

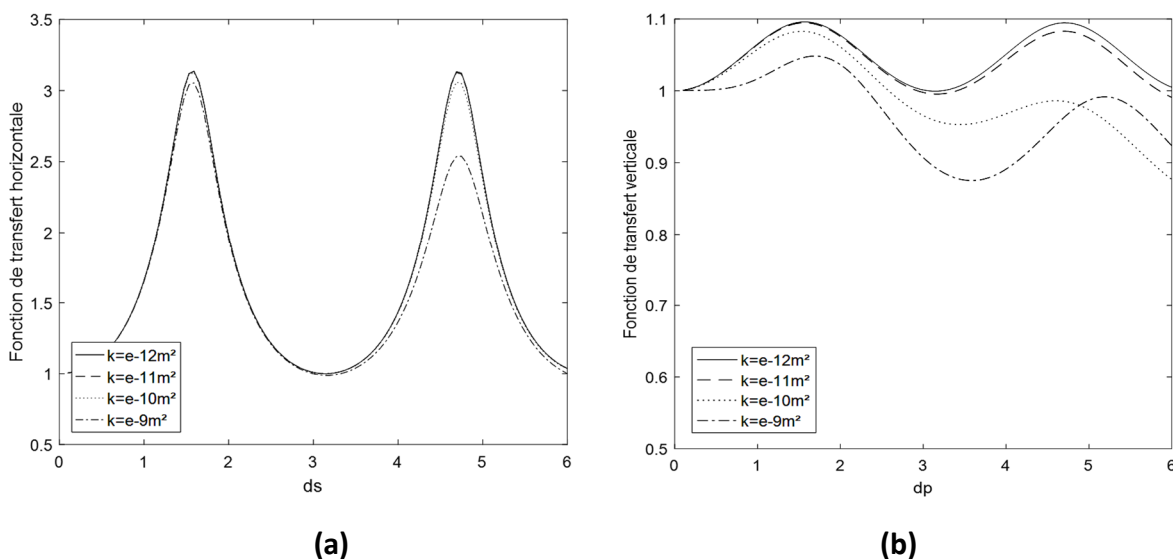


Fig. 3.27 : Effet de la variation de la perméabilité sur les fonctions d'amplification – Incidence d'ondes verticales (a) SV (b) P_1

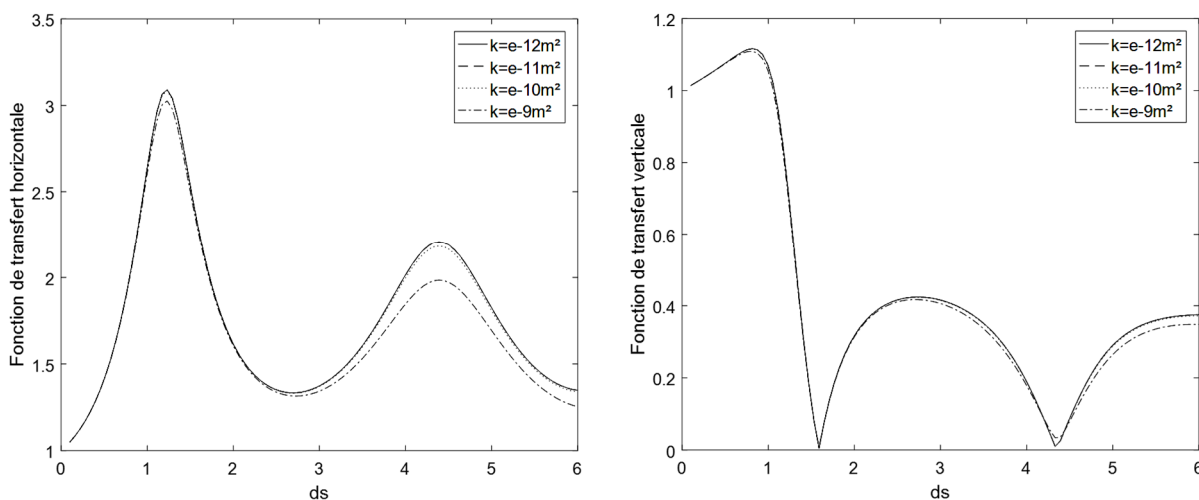


Fig. 3.28 : Effet de la variation de la perméabilité sur les fonctions d'amplification – Incidence d'onde SV à 30°

3.3.2. Synthèse

Un exemple numérique ainsi qu'une étude paramétrique, faisant intervenir le rapport d'impédance, l'angle d'incidence, la porosité, le degré de saturation ainsi que la perméabilité, ont été présentés dans cette section.

Alors que les variations du contraste d'impédance et de l'angle d'incidence influencent les fonctions d'amplification quel que soit la nature de l'excitation ; les fluctuations de la porosité, du degré de saturation et de la perméabilité, n'affectent les réponses dynamiques que lorsque celles-ci sont dues à une incidence d'onde P_1 (éventuellement d'onde P_2). Ceci s'explique par le fait que seules les ondes de compression se propagent dans le fluide interstitiel.

3.4. Conclusion

Dans ce chapitre, une étude déterministe de la réponse dynamique du sol poro-élastique, à une excitation sismique, a été présentée. Nous avons commencé par le cas simple d'un demi-espace, ensuite nous nous sommes intéressés au cas d'une couche de sol reposant sur un espace semi-infini, tous les deux poro-élastique. Nous avons considéré pour cela un comportement linéaire du sol.

Plusieurs paramètres pouvant influencer sur les déplacements en champs libre ont été étudiés. Il apparaît clairement, à partir des résultats obtenus, que certaines caractéristiques sont plus prépondérantes que d'autres notamment l'angle d'incidence, la porosité et le degré de saturation. Ce dernier présentant un intérêt tout à fait particulier par rapport au reste.

Sachant que tant les caractéristiques géophysiques que les caractéristiques géomécaniques du sol, exhibent un caractère inconstant au sein d'une même couche de sol, une étude stochastique portant sur l'effet du caractère aléatoire des dites caractéristiques, sur l'amplification du sol, peut apporter d'autres éléments de réponse au problème de la propagation d'ondes dans les milieux poreux saturés notamment quant à la détermination des paramètres géophysiques les plus importants au sein de ce type de milieu. Le chapitre 4 présente l'essentiel de cette étude. Dans cette suite du travail, le squelette est considéré comme étant non linéaire via le modèle linéaire équivalent.

CHAPITRE 4

INFLUENCE DE LA STOCHASTICITE DES PARAMETRES GEOTECHNIQUES SUR LA REPONSE DYNAMIQUE DU SOL

4.1. Introduction

Dans le chapitre précédent, les fonctions d'amplifications, dans le cas d'un sol monocouche, ont été étudiées pour différents paramètres géomécaniques. Les résultats ont révélé que certains paramètres sont plus prépondérants que d'autres.

De par la nature même du matériau sol, il est bien connu que ses caractéristiques ne sont pas constantes au sein d'une même stratification. On parle toujours de valeurs moyennes. Dans ce chapitre, nous menons une investigation sur l'effet de la stochasticité des paramètres géomécaniques du sol sur sa réponse dynamique à une excitation sismique. Dans cette optique, le module de cisaillement, la porosité ainsi que le degré de saturation du sol sont simulés, à l'aide de la méthode probabiliste de simulation indirecte de champs aléatoire non-Gaussien développée par Nour *et al.* (2003). A cette fin, nous avons choisi une loi de distribution log-normale pour le module de cisaillement. Quant à la porosité et au degré de saturation, nous avons plutôt opté pour une loi de distribution Beta. Ces choix seront discutés plus tard dans ce chapitre.

Le profil de sol est considéré poreux et saturé, composé d'un squelette visco-élastique et d'un fluide incompressible. Dans cette partie de l'étude, les non-linéarités du sol sont prise en compte via le modèle visco-élastique linéaire équivalent. En outre, l'excitation sismiques, à la base du profile, est prise sous forme d'accélération simulées avec la méthode de Shinozuka *et al.* (1987) mais compilée à partir d'enregistrements sismiques réels (Mehiaoui *et al.* 2008).

Une étude paramétrique de l'amplification sismique est présentée à la fin du chapitre.

4.2. Simulation des propriétés géomécaniques du sol

Une approche probabiliste de simulation indirecte de champs aléatoires non-Gaussiens a été développées par Nour *et al.* (2002-2003). Basée sur la théorie des champs aléatoires, cette approche considère une hypothèse de base qui consiste à décomposer la variable aléatoire en une tendance déterministe, et en une composante aléatoire décrivant la variabilité autour de cette tendance. Dans une telle décomposition, la tendance représente l'effet de phénomènes qui influencent la formation du sol pendant de longues périodes, tandis que la composante aléatoire décrit les fluctuations de courte durée des états de déformation du sol.

4.2.1. Simulation du module de cisaillement

Le module de cisaillement G est supposé suivre une distribution log-normale. Ce choix est motivé par le fait que ce soit un paramètre positif présentant une grande variabilité capable d'être analysée par une fonction de distribution log-normale. L'expression du module de cisaillement est donnée par (Nour *et al.* 2004)

$$G(z) = \exp[G_{0,\ln G} + \sigma_{\ln G}(\Delta f_G(z))] \quad (4.1)$$

Avec $\Delta f_G(z)$ un champ aléatoire à moyenne nulle et à écart type unitaire.

$$\sigma_{\ln G}^2 = \ln(1 + CV_G^2) \quad \text{et} \quad G_{0,\ln G} = \ln(G_{0,G}) - \frac{1}{2}\sigma_{\ln G}^2 \quad (4.2)$$

Dans l'équation (4.2), $G_{0,G}$ et σ_G désignent respectivement la moyenne et l'écart type du module de cisaillement et CV_G son coefficient de variation défini comme étant le rapport entre l'écart type et la moyenne.

La valeur moyenne du module de cisaillement du sol varie en fonction de la profondeur et dépend de la contrainte de confinement $\bar{\sigma}_0$ (Hardin et Black 1968). Plusieurs fonctions de corrélations, permettant son évaluation à partir d'un nombre de paramètres réduit, sont disponibles dans la littérature pour le cas des sables, graviers et argiles (Mehiaoui 2016).

4.2.2. Simulation de la porosité et du degré de saturation

Les degrés de saturation S_r sont compris entre 95 et 100% pour un sol saturé. En ce qui concerne la porosité n , il s'agit d'un paramètre naturellement borné entre deux limites. La distribution de probabilité appropriée pour une variable aléatoire dont les valeurs sont bornées, est la distribution Beta.

Dans cette méthode, le champ aléatoire Beta est obtenu grâce à une technique de cadrage sur le diagramme de la fonction de distribution de probabilité, dont la solution est donnée par la résolution d'une équation non-linéaire. Cette technique permet de calculer les paramètres de la distribution Beta connaissant les données statistiques à savoir, la moyenne, l'écart type et les valeurs extrêmes, et ensuite sa variabilité spatiale par le processus d'itération via la technique proposée (Nour 2004). Comme la porosité et le degré de saturation sont des paramètres positifs, le cadrage est effectué avec une distribution log-normale.

Dans ce qui suit, la méthodologie est exposée, telle que développée par Nour *et al.* (2004), pour la porosité. La démarche est identique pour le degré de saturation.

Soit $n(z)$ un champ Beta, l'équation exprimant la variabilité spatiale de la porosité est donnée par (Fenton, 1990 ; Ang et Tang, 1975)

$$n(z) = n_{\min} + (n_{\max} - n_{\min})N(z) \quad (4.3)$$

Le champ, $N(z) \in [0,1]$ est obtenu en supposant que la fonction de distribution cumulative Beta est égale à une fonction appropriée de probabilité $P_{\bar{N}}$

$$\beta(N|_{q,r}) = \frac{B_N(q,r)}{B(q,r)} = P_{\bar{N}} \quad q, r > 0 \quad (4.4)$$

$B_N(q, r)$ est la fonction Beta incomplète, son expression est donnée par (Ang et Tang, 1975)

$$B_N(q, r) = \int_0^N y^{q-1} (1-y)^{r-1} dy ; \quad q, r > 0 \quad (4.5)$$

L'expression de la fonction Beta est quant à elle liée à la fonction Gamma par

$$B(q, r) = \frac{\Gamma(q)\Gamma(r)}{\Gamma(q+r)} \quad (4.6)$$

$N(z)$ est obtenu en supposant que la fonction de distribution cumulative Beta est égale à une fonction appropriée de probabilité $P_{\bar{N}}$. Puisque la porosité est un paramètre positif, Nour *et al.* (2002) recommandent de cadrer la fonction de distribution cumulative Beta avec la fonction de distribution cumulative log-normale, exprimée au moyen de la fonction cumulative normale standard comme suit

$$P_{\bar{N}} = \int_{-\infty}^{\bar{y}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}y^2\right) dy = \Phi_0(\bar{y}) = \Phi_0\left(\frac{\ln \bar{N} - \ln(n_{0,n} \exp(-\frac{1}{2}\sigma^2 \ln n))}{\sigma_{\ln n}}\right) \quad (4.7)$$

où Φ_0 est la fonction de distribution cumulative normale standard, pour laquelle \bar{N} représente le cadrage de $\bar{N} \in [0, +\infty]$ dans $P_{\bar{N}} \in [0,1]$. L'expression de \bar{N} est donnée par

$$\bar{N} = \exp\left[n_{0,\ln n} + \sigma_{\ln n}(\Delta f_n(z))\right] \quad (4.8)$$

Avec $\Delta f_n(z)$ un champ aléatoire à moyenne nulle et à écart type unitaire.

$$\sigma_{\ln n}^2 = \ln(1 + CV_n^2) \quad \text{et} \quad n_{0,\ln n} = \ln(n_{0,n}) - \frac{1}{2}\sigma_{\ln n}^2 \quad (4.9)$$

CV_n est le coefficient de variation de la porosité.

La moyenne et la variance de la distribution Beta sont données par (Ang et Tang, 1975)

$$n_0 = n_{\min} + \frac{q}{q+r}(n_{\max} - n_{\min}) \quad (4.10)$$

$$\sigma_n^2 = \frac{qr}{(q+r)^2(q+r+1)}(n_{\max} - n_{\min})^2 \quad (4.11)$$

Ainsi, les expressions de q et de r sont dérivées comme suit

$$q = \frac{n_0 - n_{\min}}{(n_{\max} - n_{\min})\sigma_n^2} [(n_0 - n_{\min})(n_{\max} - n_0) - \sigma_n^2] \quad (4.12)$$

$$r = \frac{n_{\max} - n_0}{(n_{\max} - n_{\min})\sigma_n^2} [(n_0 - n_{\min})(n_{\max} - n_0) - \sigma_n^2] \quad (4.13)$$

q et r doivent être toujours positifs, ainsi il existe un écart type critique à ne pas dépasser qui est donné par (Nour et al. 2003)

$$\sigma_n < \sigma_{n,cr} = \sqrt{(n_0 - n_{\min})(n_{\max} - n_0)} \quad (4.14)$$

La méthodologie de simulation de la porosité consiste à calculer par le biais des équations (4.12) et (4.13), les paramètres q et r à partir des données du sol n_0 , n_{\min} , n_{\max} et σ_n . Après la simulation du champ aléatoire $\bar{N}(z)$ par la méthode de Monté Carlo, $P_{\bar{N}}$ est obtenu et utilisé pour cadrer la fonction de distribution cumulative Beta, et calculer $N(z)$ à l'aide d'un processus itératif. La dernière étape consiste à calculer la variabilité spatiale de la porosité. L'opération de cadrage conserve la moyenne et l'écart type de la porosité employés pour évaluer q , r et $\bar{N}(z)$. Ce genre de transformation a été adapté pour la simulation numérique des champs non Gaussiens par Yamazaki et Shinozuka (1988), et trouve son origine dans le papier de Rosenblatt (1952). Cette méthode a été utilisée avec succès pour la première fois par Nour et al.(2003) pour la simulation des paramètres géomécaniques du sol.

4.3. Simulation de l'excitation sismique

Les excitations sismiques et les réponses dynamiques qui en résultent sont des processus stochastiques non stationnaires. Comme le mouvement sismique présente un début et une fin, il ne peut être considéré comme étant vraiment stationnaire, même si à des fins pratiques, il est supposé l'être pour la majorité de sa durée. Par ailleurs,

comme indiqué dans Gupta *et al.* (1998), même pour une accélération d'input stationnaire, la réponse structurale est tout de même de nature non-stationnaire.

La non-stationnarité du mouvement s'exhibe en trois étapes (i) le mouvement augmente rapidement de faible à fort (ii) le mouvement maintient son intensité moyenne (iii) le mouvement diminue progressivement. En considérant cette variation, Amin et Ang (1968) ont proposé le modèle mathématique suivant

$$\ddot{x}_g(t) = A(t)\ddot{x}_{sta}(t) \quad (4.15)$$

avec

$$A(t) = \begin{cases} (t/t_1)^2 & 0 \leq t \leq t_1 = 3s \\ 1 & t_1 < t \leq t_2 = 13s \\ \exp(0.6(t-t_2)) & t_2 < t \leq t_3 = 20.48s \end{cases} \quad (4.16)$$

$A(t)$ est une fonction enveloppe déterministe qui module un processus uniformément stationnaire. Le processus stationnaire $\ddot{x}_{sta}(t)$ est simulé tel que recommandé par Shinozuka *et al.* (1987).

Dans cette étude, la fonction de densité spectrale de puissance est calculée à partir d'enregistrements sismiques réels (Mehiaoui *et al.* 2008) : le séisme de Boumerdès (Algérie) survenue le 21 mai 2003 (Figs. 4.1). La Fig. 4.2 montre une réalisation typique de l'accélération simulée. Le PGA est fixé à 0.2g pour 500 réalisations.

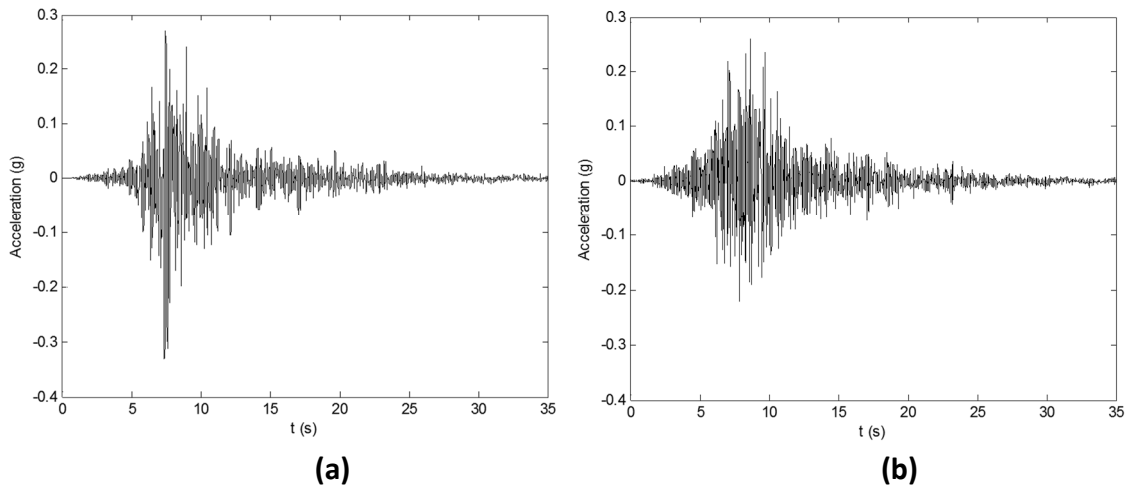


Fig. 4.1: Accélérations sismique du séisme de Boumerdès (21 Mai 2003) enregistrées à Keddara (a) Composante Est-Ouest (b) Composante Nord-Sud

L'utilisation d'une fonction de densité spectrale de puissance, calculée à partir d'enregistrements sismiques réels, présente l'avantage d'engendrer des accélérations simulées ayant le même contenu fréquentiel que l'accélérographe source.

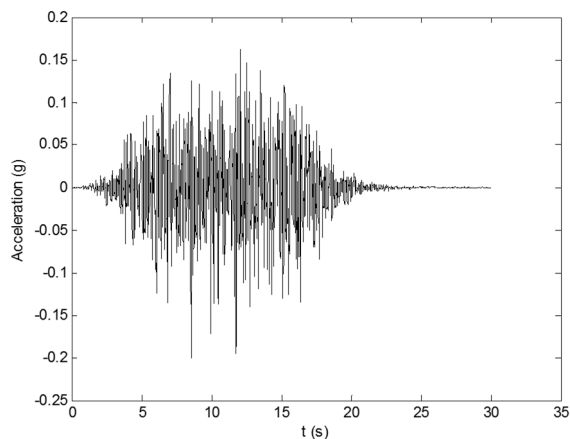


Fig. 4.2 : Accélération simulée typique (PGA=0.2g)

4.4. Etude paramétriques

Une étude paramétrique est présentée ci-après afin d'analyser l'effet de la stochasticité du module de cisaillement, du degré de saturation et de la porosité, sur la réponse dynamique d'un sol multicouche poreux non-linéaire, reposant sur un demi-espace poro-élastique.

Une couche de sable aux caractéristiques aléatoires, de 20m d'épaisseur, reposant sur un espace semi-infini en roche tendre est choisie pour l'étude. Les paramètres déterministes du sable et du rocher sont résumés dans le tableau 4.1. Les modules de cisaillement moyens sont calculés avec la formule empirique de Hardin et Black (1968) pour les sables à grains arrondis

$$G_{0,G} = \frac{6908(2.17 - e)^2}{1 + e} \bar{\sigma}_0^{0.5} \quad (4.17)$$

Avec e étant l'indice des vides et $\bar{\sigma}_0$ la contrainte effective de confinement.

Sur la Fig. 4.3, sont représentés, à titre d'exemple, quelques réalisations typiques du module de cisaillement G_{max} , du degré de saturation S_r et de la porosité n pour les coefficients de variation C_v respectifs suivants : 0.2 ; 0.01 et 0.2. La longueur de corrélation verticale est égale à 1.5 m pour toutes les caractéristiques simulées (Nour *et al.* 2004).

Caractéristiques	Sable	Demi-espace(roche tendre)
Masse volumique des grains solides (Kg/m ³)	2600	2610
Module d'incompressibilité du squelette (GPa)	86.7	1300
Module d'incompressibilité des grains solides (GPa)	36	36
Module d'incompressibilité de l'eau (GPa)	2.2	2.2
Viscosité du fluide (Ns/m ²)	10 ⁻³	10 ⁻³
Perméabilité (m ²)	10 ⁻¹¹	10 ⁻¹²
Amortissement (%)	5	0

Tableau 4.1 : Caractéristiques du profile

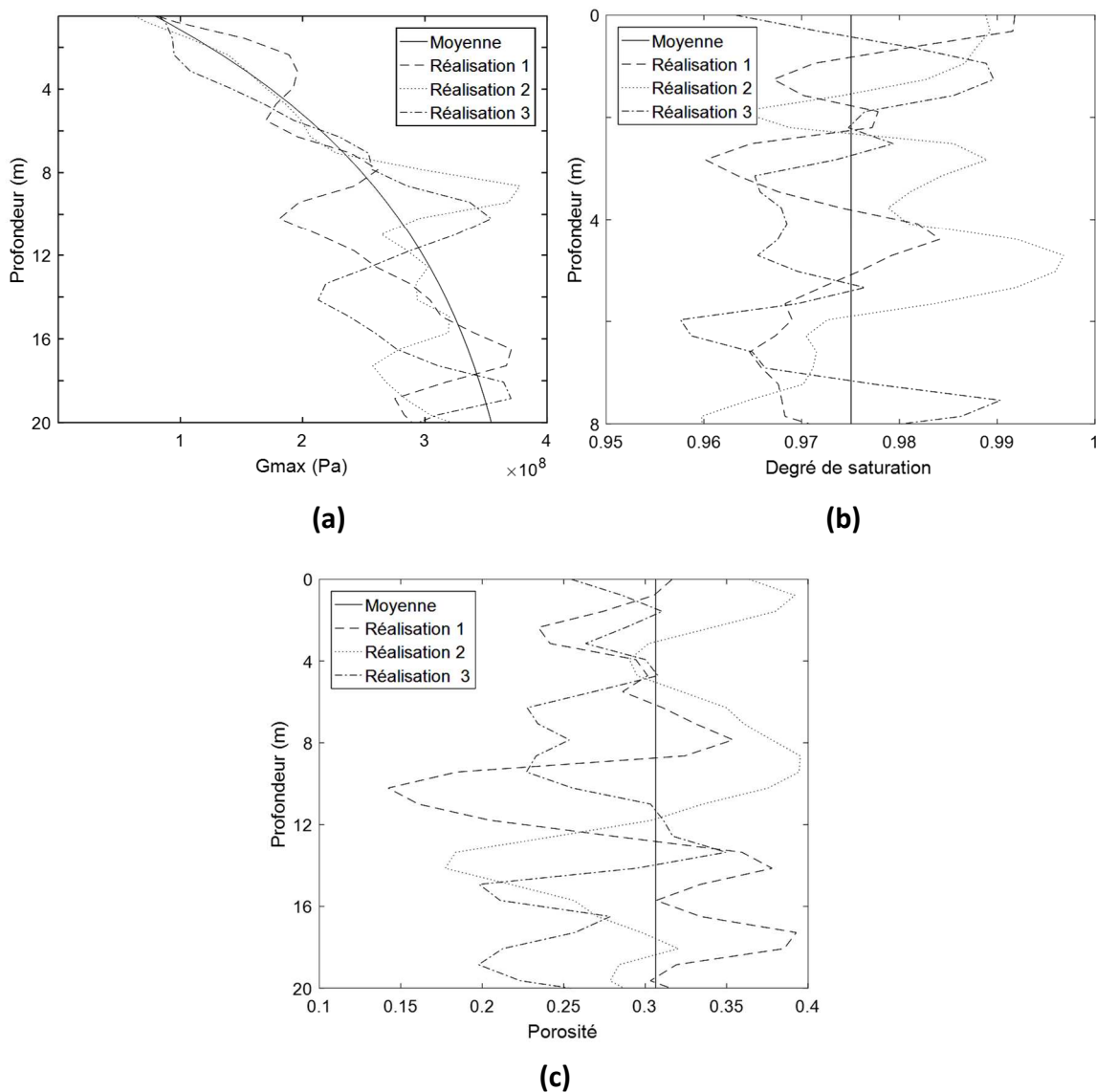


Fig. 4.3 : Réalisations typiques du (a) Module de cisaillement G ; $C_{VG} = 0.2$ (b) Degré de saturation S_r ; $C_{vSr} = 0.01$ et (c) Porosité n ; $C_{vn}=0.2$

Afin de modéliser le comportement post élastique du sol, le modèle linéaire équivalent est utilisé. A cet effet, la loi de variation de Seed et Idriss (1970) pour le sable a été utilisée. Sur la Fig. 4.4, sont tracées les variations du module de cisaillement et de l'amortissement matériel en fonction des distorsions.

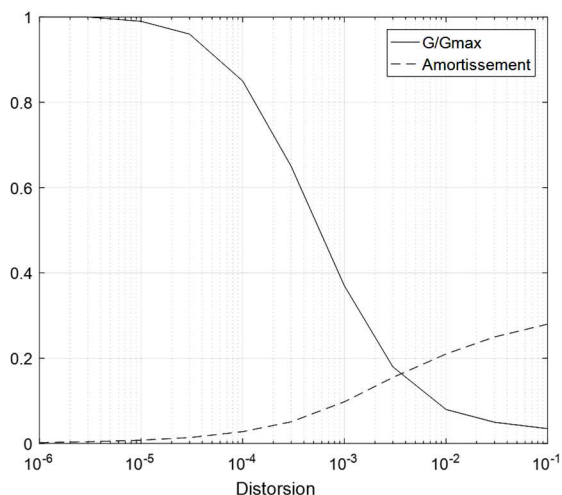


Fig. 4.4. Variation du module de cisaillement et de l'amortissement matériel du squelette en fonction de la distorsion

4.4.1 Influence de la stochasticité du module de cisaillement

Le module de cisaillement maximal, correspondant aux petites déformations, est simulé tel que détaillé auparavant. Dans ce sens, 500 réalisations sont générées

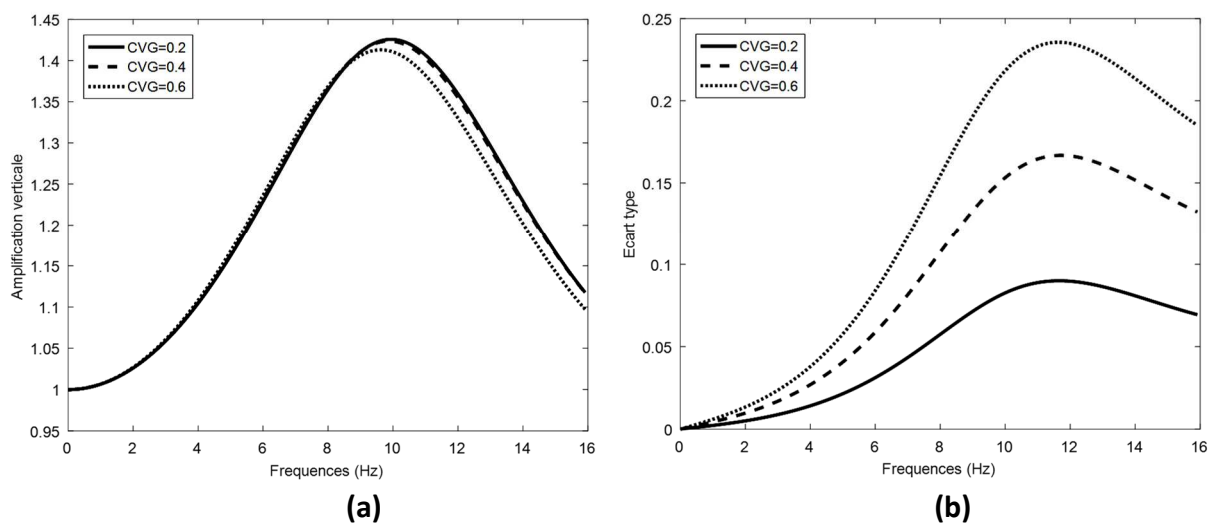


Fig. 4.5 : Influence de la stochasticité du module de cisaillement sur (a) l'amplification moyenne et (b) l'écart type – Incidence d'onde P_1 verticale

Les Figs. 4.5. et 4.6. montrent les valeurs moyennes ainsi que les écarts types des fonctions d'amplification obtenues. Il apparaît que l'aspect aléatoire du G_{max} exerce une influence significative sur l'écart type de l'amplification. Cette influence est notée dans le cas d'incidence d'une onde P_1 comme dans le cas d'incidence d'une onde SV .

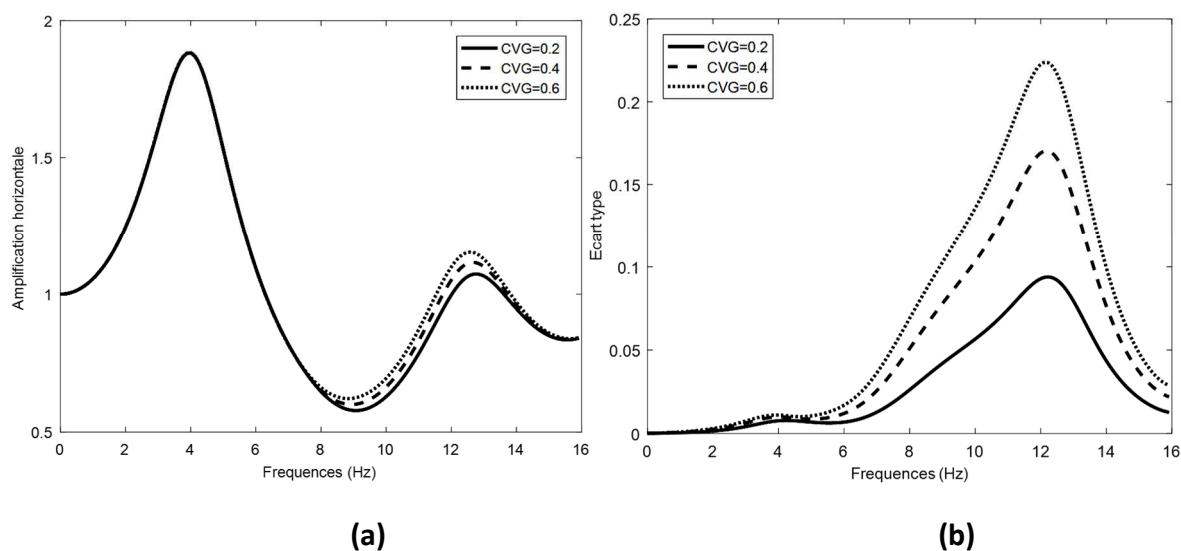


Fig. 4.6 : Influence de la stochasticité du module de cisaillement sur (a) l'amplification moyenne et (b) l'écart type – Incidence d'onde SV inclinée à 20°

4.4.2. Influence de la stochasticité du degré de saturation

Les coefficients de variation du degré de saturation sont variés afin d'en examiner les effets sur l'amplification du sol. Il est clair à partir des Figs. 4.7 et 4.8 que cet aspect aléatoire du degré de saturation affecte l'amplification du sol en général mais plus particulièrement son écart type et ce, quel que soit le type d'onde incidente, i.e. P_1 ou SV .

De précédentes recherches (Yang and Sato 1998, Yang 2000, Mehiaoui et Hadid 2003-2005) avaient mis le doigt sur le fait qu'au voisinage de la saturation totale, de légères variations du S_r pouvaient engendrer une influence significative sur la réponse dynamique du sol à l'incidence d'ondes sismiques à cause de la variation du module de compressibilité du fluide K_f . Les Figs. 4.7 et 4.8 indiquent clairement que pour des coefficients de variation aussi petits que 0.01 et 0.02, la dispersion autour de l'amplification varie considérablement. En ce qui concerne l'amplification moyenne, il semble qu'elle soit plus affectée dans le cas d'une onde P_1 que dans celui d'une onde SV .

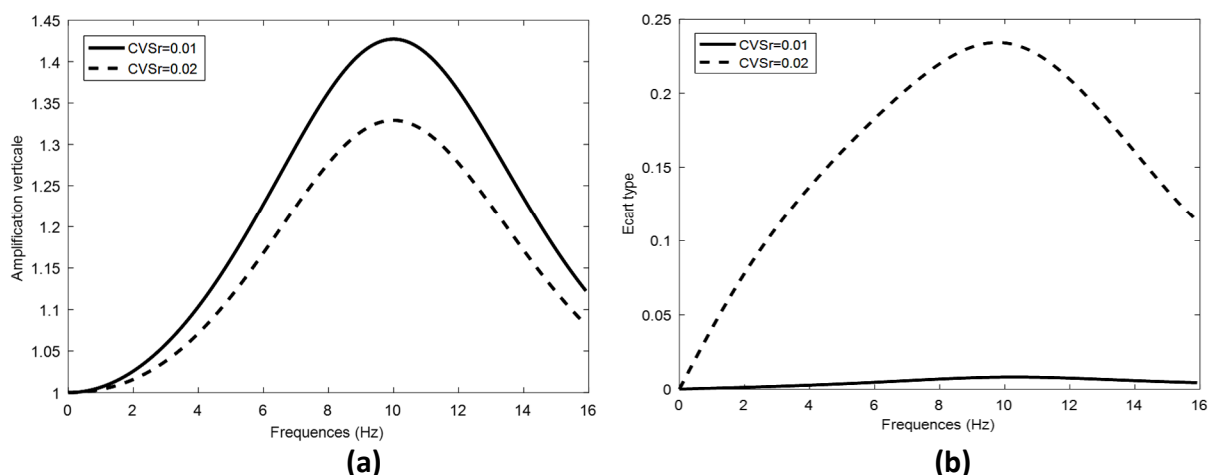


Fig. 4.7 : Influence de la stochasticité du degré de saturation sur (a) l’amplification moyenne (b) l’écart type – Incidence d’onde P_1 verticale

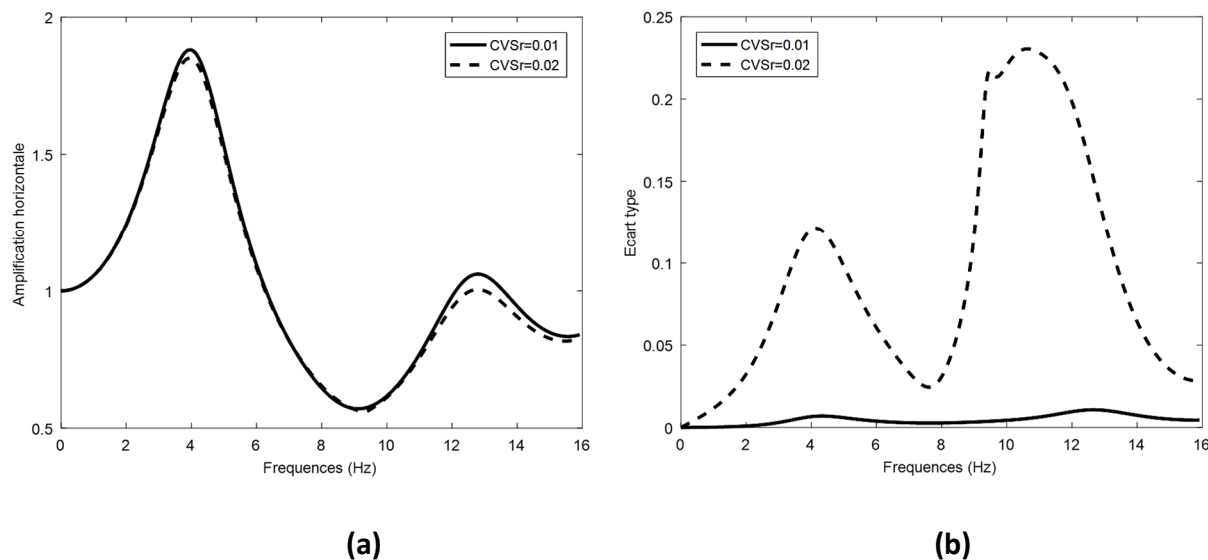


Fig. 4.8 : Influence de la stochasticité du degré de saturation sur (a) l’amplification moyenne (b) l’écart type – Incidence d’onde SV à 20°

4.4.3 Influence de la stochasticité de la porosité

Les coefficients de variations de la porosité sont variés entre 0.2 et 0.6. Cette stochasticité affecte sensiblement les écarts types de l’amplification et cela est plus important encore dans le cas d’une onde SV inclinée que dans celui d’une onde P_1 verticale.

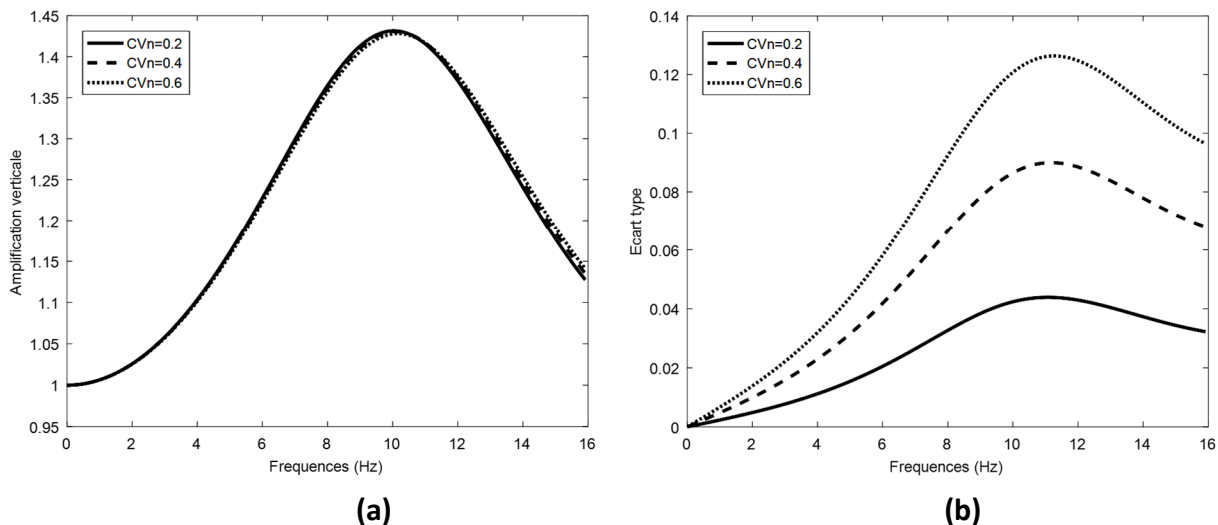


Fig. 4.9 : Influence de la stochasticité de la porosité sur (a) l'amplification moyenne (b) l'écart type – Incidence d'onde P_1 verticale

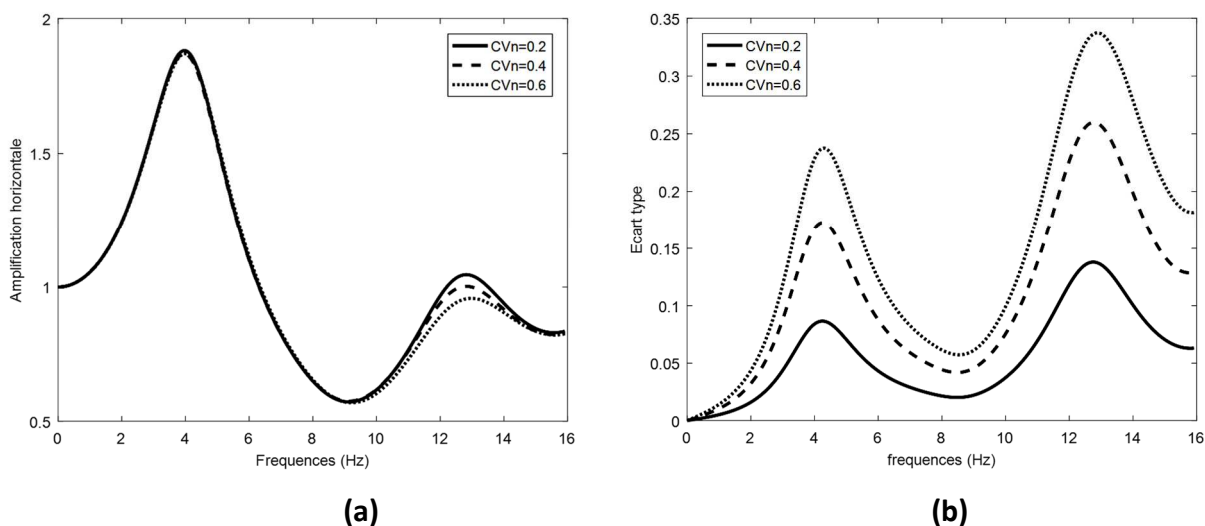


Fig. 4.10 : Influence de la stochasticité de la porosité sur (a) l'amplification moyenne (b) l'écart type – Incidence d'onde SV à 20°

4.5. Conclusion

Dans ce chapitre, la réponse dynamique d'un sol multicouche pro-élastique aux propriétés stochastiques a été étudiée. Le module de cisaillement maximal, la porosité et le degré de saturation ont été simulés en utilisant une approche probabiliste de simulation indirecte de champs aléatoires non-Gaussiens développées par Nour *et al.* (2003). Alors que le module de cisaillement suit une distribution Log-normale, la porosité et le degré de saturation suivent eux une distribution Beta.

Le sol modélisé était composé d'un squelette viscoélastique et d'un fluide visqueux incompressible. Les non-linéarités du profil ont été prise en compte via le modèle linéaire équivalent. Pour ce qui est de l'excitation sismique à la base, des accélérations ont été simulées avec la méthode de Shinozuka *et al.* (1987) à partir d'enregistrements du séisme de Boumerdès (21 Mai 2003).

L'étude paramétrique exposée dans ce chapitre a indiqué que la stochasticité des caractéristiques simulées pouvait considérablement influencer l'amplification du sol en engendrant des écarts types importants signifiant la non représentativité des valeurs moyennes des caractéristiques du sol. Cette influence s'exerce quelle que soit l'onde incidente P_1 ou SV . Néanmoins, le degré de saturation semble être le paramètre dont les fluctuations affectent le plus le comportement du sol.

Dans le chapitre suivant, les principaux résultats obtenus dans les chapitres 3 et 4, à savoir les fonctions de transfert et la prépondérance du degré de saturation sur le comportement dynamique du sol poreux saturé, sont exploités dans l'élaboration d'un modèle de déconvolution stochastique des ondes sismiques adapté au cas des milieux poreux.

CHAPITRE 5

DECONVOLUTION STOCHASTIQUE A TRAVERS LES MILIEUX POREUX

5.1. Introduction

Le développement de la déconvolution stochastique des mouvements sismiques a été initié car la grande majorité des réseaux d'enregistrements sont installés en champs libres. De ce fait, la variabilité spatiale du signal sismique en profondeur n'est pas directement observable. Or, la variabilité spatiale du mouvement sismique est un important phénomène qui ne peut, en aucun cas, être négligé dans l'étude des structures étendues. En l'état actuel des connaissances, il y a un consensus sur le fait que la fonction de cohérence soit l'outil le plus important pour décrire cette variation. Cette fonction peut être obtenue à l'aide des réseaux d'enregistrements sismiques ou bien à partir de modèles avérés (Harichandran et Vanmarcke 1984, Luco et Wong 1986, Loh et Yeh 1988, Abrahamson *et al.* 1991, Der Kiureghian 1996). Pour le cas particulier des structures étendues et enterrées, telles que les tunnels de métro, les réseaux d'enregistrements sismiques sont rares et les modèles proposés ne sont applicables qu'en champ libre. Seul, le processus de la déconvolution stochastique peut fournir la fonction de cohérence, en profondeur.

La technique consiste en l'estimation des propriétés statistiques des mouvements sismiques, en n'importe quel point du sol, à partir de celles relatives au mouvement en champ libre. La méthodologie a été établie par Kausel et Pais (1984) pour le cas des ondes SH se propageant dans un demi-espace élastique isotrope. Plus tard, Zendagui *et al.* (1999) ont étendu cette formulation aux cas des ondes P et SV à travers un profil de sol multicouche.

Dans un milieu poreux biphasique, trois types d'ondes de volumes coexistent : deux ondes de compression et une onde de cisaillement (voir chapitre 1). La première onde de compression, notée P_1 , et l'onde de cisaillement S , sont en beaucoup de points similaires à celles qu'on rencontre dans un milieu monophasé. Par contre, la seconde onde de compression, notée P_2 , est beaucoup plus lente que les deux autres ondes (Biot

1956-1962). Cette onde résulte du mouvement relatif entre le fluide et le squelette solide et son existence modifie clairement le modèle de propagation d'onde. De ce fait, le processus de déconvolution, cité ci-dessus, doit être adapté au cas des milieux poreux saturés.

Le mouvement dynamique est induit par l'incidence d'un train d'ondes incohérentes. Dans les études précédentes (Zendagui *et al.* 1999, Zendagui et Berrah 2002), ces ondes sont supposées avoir la même amplitude relative quelle que soit l'angle de leur incidence. Cette hypothèse conduit à des fonctions de cohérence en champ libre qui sont incompatibles avec les modèles existants (Harichandran et Vanmarcke 1984, Luco et Wong 1986, Loh et Yeh 1988, Abrahamson *et al.* 1991, Der Kiureghian 1996).

Afin d'améliorer la procédure de déconvolution, un modèle de train d'ondes aléatoires compatible avec les modèles de fonction de cohérence est généré. Cette technique est basée sur l'analyse de Igushi et Hanamura (1996).

Il est important de rappeler que le cas anti-plan de la propagation des ondes SH n'est pas examiné dans l'étude des milieux-poreux. En effet, la propagation de ces ondes est presque identique à celle qui a lieu dans les milieux monophasique et ne nécessite pas d'investigation (Yang 2002). Dans ce chapitre, seul le cas des ondes P_1 , P_2 et SV est étudié. L'onde P_2 qui a été négligée en tant qu'onde incidente, dans l'étude de l'amplification, est ici considérée. En effet, nous ne disposons d'aucunes données quant à son influence sur la variabilité spatiale des mouvements sismiques et ne pouvons de ce fait la négliger.

Comme cela a été vérifié à travers les chapitres précédents, plusieurs études (Yang 2000-2001, Mehiaoui *et al.* 2005-2008) ont mis en évidence le fait que l'effet du fluide interstitiel était différent dans le cas d'une saturation partielle ou totale. Le degré de saturation, S_r , semble être un paramètre clé dans l'étude de la propagation d'ondes dans les milieux poreux. Une étude paramétrique faisant intervenir l'effet du S_r sur la cohérence des mouvements en profondeur est présentée dans ce chapitre.

5.2. Modèle de propagation d'ondes

Soit une onde monochromatique, incidente avec un angle θ à la base d'un sol multicouche poro-élastique saturé, reposant sur un demi-espace poro-élastique (voir Fig. 5.1). Dans chaque couche de sol, des ondes P_1 , P_2 et SV se propagent dans le sens ascendant et descendant suivant la loi de Snell. En tout point de coordonnées (x, y) , les déplacements horizontaux et verticaux induits peuvent s'écrire dans le domaine temporel comme suit

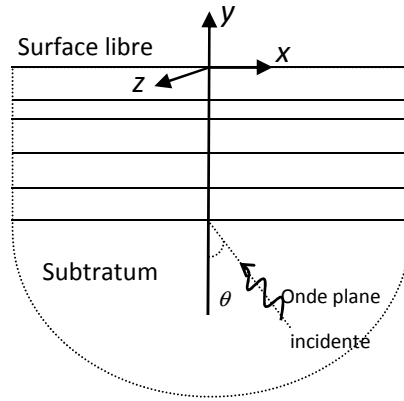


Fig. 5.1 : Sol multicouche poro-élastique reposant sur un substratum

Onde P_1

$$u(x, y, \theta_{\rho_1}, t) = [a(t - \rho_{x_1} x - \rho_{y_1} y) + A_{\rho_1 \rho_1} a(t - \rho_{x_1} x + \rho_{y_1} y)] \sin \theta_{\rho_1} + A_{\rho_2 \rho_1} a(t - \rho_{x_2} x + \rho_{y_2} y) \sin \theta_{\rho_2} + A_{s \rho_1} a(t - s_x x + s_y y) \cos \theta_s \quad (5.1)$$

$$v(x, y, \theta_{\rho_1}, t) = [a(t - \rho_{x_1} x - \rho_{y_1} y) - A_{\rho_1 \rho_1} a(t - \rho_{x_1} x + \rho_{y_1} y)] \cos \theta_{\rho_1} - A_{\rho_2 \rho_1} a(t - \rho_{x_2} x + \rho_{y_2} y) \cos \theta_{\rho_2} + A_{s \rho_1} a(t - s_x x + s_y y) \sin \theta_s \quad (5.2)$$

Onde P_2

P2wave

$$u(x, y, \theta_{\rho_2}, t) = [b(t - \rho_{x_2} x - \rho_{y_2} y) + A_{\rho_2 \rho_2} b(t - \rho_{x_2} x + \rho_{y_2} y)] \sin \theta_{\rho_2} + A_{\rho_1 \rho_2} b(t - \rho_{x_1} x + \rho_{y_1} y) \sin \theta_{\rho_1} + A_{s \rho_2} b(t - s_x x + s_y y) \cos \theta_s \quad (5.3)$$

$$v(x, y, \theta_{\rho_2}, t) = [a(t - \rho_{x_1} x - \rho_{y_1} y) - A_{\rho_2 \rho_2} a(t - \rho_{x_2} x + \rho_{y_2} y)] \cos \theta_{\rho_2} - A_{\rho_1 \rho_2} a(t - \rho_{x_1} x + \rho_{y_1} y) \cos \theta_{\rho_1} + A_{s \rho_2} a(t - s_x x + s_y y) \sin \theta_s \quad (5.4)$$

Onde SV

$$u(x, y, \theta_s, t) = [-c(t - s_x x - s_y y) + A_{ss} c(t - s_x x + s_y y)] \cos \theta_s + A_{\rho_1 s} c(t - \rho_{x_1} x + \rho_{y_1} y) \sin \theta_{\rho_1} + A_{\rho_2 s} c(t - \rho_{x_2} x + \rho_{y_2} y) \sin \theta_{\rho_2} \quad (5.5)$$

$$v(x, y, \theta_s, t) = [c(t - s_x x - s_y y) + A_{ss} c(t - s_x x + s_y y)] \sin \theta_s - A_{\rho_1 s} c(t - \rho_{x_1} x + \rho_{y_1} y) \cos \theta_{\rho_1} - A_{\rho_2 s} c(t - \rho_{x_2} x + \rho_{y_2} y) \cos \theta_{\rho_2} \quad (5.6)$$

avec $a(t)$, $b(t)$ et $c(t)$ les déplacements fonction du temps dus aux ondes P_1 , P_2 et SV respectivement. A_{ij} est le rapport entre l'amplitude de l'onde réfléchiée i et celle de l'onde incidente j .

Les lenteurs horizontales et verticales sont définies telles que

$$s_x = \frac{\sin \theta_s}{V_s} \quad ; \quad s_y = \frac{\cos \theta_s}{V_s} \quad (5.7a)$$

$$p_{x_i} = \frac{\sin \theta_{\rho_i}}{V_{\rho_i}} \quad ; \quad p_{y_i} = \frac{\cos \theta_{\rho_i}}{V_{\rho_i}} \quad i = 1, 2 \quad (5.7b)$$

V_s et V_{ρ_i} ($i=1,2$) sont respectivement les vitesses des ondes de cisaillement et de compression. Pour rappel, dans le cas d'un milieu poreux, ces vitesses dépendent des fréquences car les ondes sont dispersives (voir chapitre 1).

5.3. Processus de déconvolution stochastique des ondes

Le modèle de déamplification stochastique initialement développé par Zendagui *et al.* (1999) est étendu et adapté au cas des milieux poreux. Ci-après, les fonctions d'inter-corrélation du champ de déplacement sont évaluées en premier lieu. Celles-ci permettent d'obtenir, grâce à la transformée de Fourier, les fonctions de densité spatio-spectrales et par la suite les fonctions de cohérence. A noter que l'existence de l'onde P_2 rend les calculs plus longs que dans le cas des milieux monophasiques.

5.3.1. Calcul des fonctions d'inter-corrélation du champ de déplacement

Soient N trains d'ondes planes non-corrélées se propageant dans un demi-espace avec des angles θ_j . Les déplacements horizontaux et verticaux induits sont donnés par les équations suivantes

$$u(x, y, t) = \sum_{j=1}^N u(x, y, \theta_j, t) \quad ; \quad v(x, y, t) = \sum_{j=1}^N v(x, y, \theta_j, t) \quad (5.8)$$

En supposant que le champ de déplacement est homogène, sa fonction d'inter-corrélation peut s'exprimer en fonction d'un incrément spatial horizontal $\delta = x' - x''$ et d'un décalage temporel $\tau = t' - t''$.

$$C_{uu}(\delta, y, \tau) = E \left[\sum_{j=1}^N u(x', y, t') u^T(x'', y, t'') \right] \quad (5.9a)$$

$$C_{vv}(\delta, y, \tau) = E \left[\sum_{j=1}^N v(x', y, t') v^T(x'', y, t'') \right] \quad (5.9b)$$

T indique la transposé et $E[.]$ la moyenne.

Après de longs, mais simples, calculs, les fonctions d'inter-corrélations spatio-temporelles $C_{**}(\delta, y, \tau)$ sont obtenues pour les mouvements horizontaux et verticaux induits par l'incidence d'ondes P_1 , P_2 ou SV.

Onde P_1

$$\begin{aligned}
C_{uu}(\delta, y, \tau) = & V_{\rho_1}^2 \sum_{j=1}^N [\rho_{x_{1j}}^2 \{ R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta)(1 + A_{\rho_1 \rho_{1j}}^2 + \frac{A_{\rho_1 \rho_{2j}}^2}{\kappa_2^2}) + A_{\rho_1 \rho_{1j}} [R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta + 2\rho_{y_{1j}} y) + R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta - 2\rho_{y_{1j}} y)] + \\
& \frac{A_{\rho_1 \rho_{2j}}}{\kappa_2} [R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta + (\rho_{y_{1j}} + \rho_{y_{2j}}) y) + R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta - (\rho_{y_{1j}} + \rho_{y_{2j}}) y)] + \frac{A_{\rho_1 \rho_{1j}} A_{\rho_1 \rho_{2j}}}{\kappa_2} [R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta + \\
& (\rho_{y_{2j}} - \rho_{y_{1j}}) y) + R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta + (\rho_{y_{1j}} - \rho_{y_{2j}}) y)] \} + \rho_{x_{1j}} s_{y_j} \{ \frac{A_{\rho_1 \rho_{1j}} A_{\rho_1 s_j}}{\kappa_1} [R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta + (s_{y_j} - \rho_{y_{1j}}) y) + \\
& R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta + (\rho_{y_{1j}} - s_{y_j}) y)] + \frac{A_{\rho_1 \rho_{2j}} A_{\rho_1 s_j}}{\kappa_1 \kappa_2} [R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta + (s_{y_j} - \rho_{y_{2j}}) y) + R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta + (\rho_{y_{2j}} - s_{y_j}) y)] + \\
& \frac{A_{\rho_1 s_j}}{\kappa_1} [R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta - (\rho_{y_{1j}} + s_{y_j}) y) + R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta + (\rho_{y_{1j}} + s_{y_j}) y)] \} + \frac{A_{\rho_1 s_j}^2}{\kappa_1^2} s_{y_j}^2 R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta)] \\
\end{aligned} \tag{5.10a}$$

$$\begin{aligned}
C_{vv}(\delta, y, \tau) = & V_{\rho_1}^2 \sum_{j=1}^N [\rho_{y_{1j}}^2 \{ R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta)(1 + A_{\rho_1 \rho_{1j}}^2) + A_{\rho_1 \rho_{1j}} [-R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta + 2\rho_{y_{1j}} y) - R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta - 2\rho_{y_{1j}} y)] \} + \\
& + \rho_{y_{1j}} \rho_{y_{2j}} \{ \frac{A_{\rho_1 \rho_{2j}}}{\kappa_2} [-R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta + (\rho_{y_{1j}} + \rho_{y_{2j}}) y) - R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta - (\rho_{y_{1j}} + \rho_{y_{2j}}) y)] + \frac{A_{\rho_1 \rho_{1j}} A_{\rho_1 \rho_{2j}}}{\kappa_2} \\
& \times [R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta + (\rho_{y_{2j}} - \rho_{y_{1j}}) y) + R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta + (\rho_{y_{1j}} - \rho_{y_{2j}}) y)] \} + \rho_{y_{1j}} \rho_{x_{1j}} \{ \frac{A_{\rho_1 s_j}}{\kappa_1} [R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta + \\
& + (s_{y_j} + \rho_{y_{1j}}) y) + R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta - (s_{y_j} + \rho_{y_{1j}}) y)] + \frac{A_{\rho_1 \rho_{1j}} A_{\rho_1 s_j}}{\kappa_1} [-R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta + (s_{y_j} - \rho_{y_{1j}}) y) - R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta + \\
& (\rho_{y_{1j}} - s_{y_j}) y)] \} + \rho_{y_{2j}} \rho_{x_{1j}} \frac{A_{\rho_1 \rho_{2j}} A_{\rho_1 s_j}}{\kappa_1 \kappa_2} [-R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta + (s_{y_j} - \rho_{y_{2j}}) y) - R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta + (\rho_{y_{2j}} - s_{y_j}) y)] + \\
& + [\rho_{y_{2j}}^2 \frac{A_{\rho_1 \rho_{2j}}^2}{\kappa_2^2} + \rho_{x_{1j}}^2 \frac{A_{\rho_1 s_j}^2}{\kappa_1^2}] R_j(\tau - \rho_{x_{1j}} \delta)] \\
\end{aligned} \tag{5.10b}$$

Onde P_2

$$\begin{aligned}
C_{uu}(\delta, y, \tau) = & V_{\rho_2}^2 \sum_{j=1}^N [\rho_{x_{2j}}^2 \{ R_j(\tau - \rho_{x_{2j}} \delta)(1 + A_{\rho_2 \rho_{21j}}^2 + \frac{A_{\rho_2 \rho_{1j}}^2}{\kappa_1^2}) + A_{\rho_2 \rho_{2j}} [R_j(\tau - \rho_{x_{2j}} \delta + 2\rho_{y_{2j}} y) + R_j(\tau - \rho_{x_{2j}} \delta - 2\rho_{y_{2j}} y)] + \\
& + \frac{A_{\rho_2 \rho_{1j}}}{\kappa_1} [R_j(\tau - \rho_{x_{2j}} \delta + (\rho_{y_{2j}} + \rho_{y_{1j}}) y) + R_j(\tau - \rho_{x_{2j}} \delta - (\rho_{y_{2j}} + \rho_{y_{1j}}) y)] + \frac{A_{\rho_2 \rho_{2j}} A_{\rho_2 \rho_{1j}}}{\kappa_1} [R_j(\tau - \rho_{x_{2j}} \delta + \\
& + (\rho_{y_{1j}} - \rho_{y_{2j}}) y) + R_j(\tau - \rho_{x_{2j}} \delta + (\rho_{y_{2j}} - \rho_{y_{1j}}) y)] \} + \rho_{x_{2j}} s_{y_j} \{ \frac{A_{\rho_2 \rho_{2j}} A_{\rho_2 s_j}}{\kappa_2} [R_j(\tau - \rho_{x_{2j}} \delta + (s_{y_j} - \rho_{y_{2j}}) y) + \\
& + R_j(\tau - \rho_{x_{2j}} \delta + (\rho_{y_{2j}} - s_{y_j}) y)] + \frac{A_{\rho_2 \rho_{1j}} A_{\rho_2 s_j}}{\kappa_2 \kappa_1} [R_j(\tau - \rho_{x_{2j}} \delta + (s_{y_j} - \rho_{y_{1j}}) y) + R_j(\tau - \rho_{x_{2j}} \delta + (\rho_{y_{1j}} - s_{y_j}) y)] + \\
& + \frac{A_{\rho_2 s_j}}{\kappa_2} [R_j(\tau - \rho_{x_{2j}} \delta - (\rho_{y_{2j}} + s_{y_j}) y) + R_j(\tau - \rho_{x_{2j}} \delta + (\rho_{y_{2j}} + s_{y_j}) y)] \} + \frac{A_{\rho_2 s_j}^2}{\kappa_2^2} s_{y_j}^2 R_j(\tau - \rho_{x_{2j}} \delta)] \\
\end{aligned} \tag{5.11a}$$

$$\begin{aligned}
C_{vv}(\delta, \gamma, \tau) = & V_{p_2}^2 \sum_{j=1}^N [p_{y_{2j}}^2 \{ R_j(\tau - p_{x_{2j}} \delta)(1 + A_{p_2 p_{2j}}^2) + A_{p_2 p_{2j}} [-R_j(\tau - p_{x_{2j}} \delta + 2p_{y_{2j}} \gamma) - R_j(\tau - p_{x_{2j}} \delta - 2p_{y_{2j}} \gamma)] \} + \\
& + p_{y_{2j}} p_{y_{1j}} \{ \frac{A_{p_2 p_{1j}}}{\kappa_1} [-R_j(\tau - p_{x_{2j}} \delta + (p_{y_{2j}} + p_{y_{1j}}) \gamma) - R_j(\tau - p_{x_{2j}} \delta - (p_{y_{2j}} + p_{y_{1j}}) \gamma)] + \frac{A_{p_2 p_{2j}} A_{p_2 p_{1j}}}{\kappa_1} \\
& \times [R_j(\tau - p_{x_{2j}} \delta + (p_{y_{1j}} - p_{y_{2j}}) \gamma) + R_j(\tau - p_{x_{2j}} \delta + (p_{y_{2j}} - p_{y_{1j}}) \gamma)] \} + p_{y_{2j}} p_{x_{2j}} \{ \frac{A_{p_2 s_{1j}}}{\kappa_2} [R_j(\tau - p_{x_{2j}} \delta + \\
& + (s_{y_j} + p_{y_{2j}}) \gamma) + R_j(\tau - p_{x_{2j}} \delta - (s_{y_j} + p_{y_{2j}}) \gamma)] + \frac{A_{p_2 p_{2j}} A_{p_2 s_{1j}}}{\kappa_2} [-R_j(\tau - p_{x_{2j}} \delta + (s_{y_j} - p_{y_{2j}}) \gamma) - R_j(\tau - p_{x_{1j}} \delta + \\
& + (p_{y_{2j}} - s_{y_j}) \gamma)] \} + p_{y_{1j}} p_{x_{2j}} \frac{A_{p_2 p_{1j}} A_{p_2 s_{1j}}}{\kappa_2 \kappa_1} [-R_j(\tau - p_{x_{2j}} \delta + (s_{y_j} - p_{y_{1j}}) \gamma) - R_j(\tau - p_{x_{2j}} \delta + (p_{y_{1j}} - s_{y_j}) \gamma)] + \\
& + [p_{y_{1j}}^2 \frac{A_{p_2 p_{1j}}^2}{\kappa_1^2} + p_{x_{2j}}^2 \frac{A_{p_2 s_{1j}}^2}{\kappa_2^2}] R_j(\tau - p_{x_{1j}} \delta) \} \\
\end{aligned} \tag{5.11b}$$

Onde SV

$$\begin{aligned}
C_{uu}(\delta, \gamma, \tau) = & V_s^2 \sum_{j=1}^N [s_{x_j}^2 \{ R_j(\tau - s_{x_j} \delta) [\frac{A_{sp_{1j}}^2}{\kappa_1^2} + \frac{A_{sp_{2j}}^2}{\kappa_2^2}] + \frac{A_{sp_{1j}} A_{sp_{2j}}}{\kappa_1 \kappa_2} [R_j(\tau - p_{x_{2j}} \delta + (p_{y_{1j}} - p_{y_{2j}}) \gamma) + R_j(\tau - \\
& p_{x_{2j}} \delta + (p_{y_{2j}} - p_{y_{1j}}) \gamma)] \} + s_{y_j}^2 \{ R_j(\tau - s_{x_j} \delta) - A_{ss_j} R_j(\tau - s_{x_j} \delta + 2s_{y_j} \gamma) - A_{ss_j} R_j(\tau - s_{x_j} \delta - 2s_{y_j} \gamma) + \\
& + A_{ss_j}^2 R_j(\tau - s_{x_j} \delta) \} + s_{y_j} s_{x_j} \{ \frac{A_{ss_j} A_{sp_{1j}}}{\kappa_1} [R_j(\tau - s_{x_j} \delta + (p_{y_{1j}} - s_{y_j}) \gamma) + R_j(\tau - s_{x_j} \delta + (s_{y_j} - p_{y_{1j}}) \gamma)] + \\
& + \frac{A_{ss_j} A_{sp_{2j}}}{\kappa_2} [R_j(\tau - s_{x_j} \delta + (p_{y_{2j}} - s_{y_j}) \gamma) + R_j(\tau - s_{x_j} \delta + (s_{y_j} - p_{y_{2j}}) \gamma)] - \frac{A_{sp_{1j}}}{\kappa_1} [R_j(\tau - s_{x_j} \delta + (s_{y_j} + \\
& + p_{y_{1j}}) \gamma) + R_j(\tau - s_{x_j} \delta - (s_{y_j} + p_{y_{1j}}) \gamma)] - \frac{A_{sp_{2j}}}{\kappa_2} [R_j(\tau - s_{x_j} \delta + (s_{y_j} + p_{y_{2j}}) \gamma) + R_j(\tau - s_{x_j} \delta - (s_{y_j} + \\
& + p_{y_{2j}}) \gamma)] \} \\
\end{aligned} \tag{5.12a}$$

$$\begin{aligned}
C_{vv}(\delta, \gamma, \tau) = & V_s^2 \sum_{j=1}^N [s_{x_j}^2 \{ R_j(\tau - s_{x_j} \delta) + A_{ss_j} R_j(\tau - s_{x_j} \delta + 2s_{y_j} \gamma) + A_{ss_j} R_j(\tau - s_{x_j} \delta - 2s_{y_j} \gamma) + A_{ss_j}^2 R_j(\tau - \\
& s_{x_j} \delta) \} - s_{x_j} p_{y_{1j}} \{ \frac{A_{ss_j} A_{sp_{1j}}}{\kappa_1} [R_j(\tau - s_{x_j} \delta + (p_{y_{1j}} - s_{y_j}) \gamma) + R_j(\tau - s_{x_j} \delta + (s_{y_j} - p_{y_{1j}}) \gamma)] + \frac{A_{sp_{1j}}}{\kappa_1} [R_j(\tau - \\
& s_{x_j} \delta + (s_{y_j} + p_{y_{1j}}) \gamma) + R_j(\tau - s_{x_j} \delta - (s_{y_j} + p_{y_{1j}}) \gamma)] \} - s_{x_j} p_{y_{2j}} \{ \frac{A_{ss_j} A_{sp_{2j}}}{\kappa_2} [R_j(\tau - s_{x_j} \delta + (p_{y_{2j}} - s_{y_j}) \gamma) + \\
& + R_j(\tau - s_{x_j} \delta + (s_{y_j} - p_{y_{2j}}) \gamma)] + \frac{A_{sp_{2j}}}{\kappa_2} [R_j(\tau - s_{x_j} \delta + (s_{y_j} + p_{y_{2j}}) \gamma) + R_j(\tau - s_{x_j} \delta - (s_{y_j} + p_{y_{2j}}) \gamma)] \} + \\
& + [p_{y_{1j}}^2 \frac{A_{sp_{1j}}^2}{\kappa_1^2} + p_{y_{2j}}^2 \frac{A_{sp_{2j}}^2}{\kappa_2^2}] R_j(\tau - s_{x_j} \delta) + p_{y_{1j}} p_{y_{2j}} \frac{A_{sp_{1j}} A_{sp_{2j}}}{\kappa_1 \kappa_2} [R_j(\tau - s_{x_j} \delta + (p_{y_{1j}} - p_{y_{2j}}) \gamma) + \\
& + R_j(\tau - s_{x_j} \delta + (p_{y_{2j}} - p_{y_{1j}}) \gamma)] \\
\end{aligned} \tag{5.12b}$$

$R_j(\tau)$ est la fonction d'autocorrélation pour le train d'onde j et κ_1 et κ_2 les rapports entre les vitesses de propagation tels que

$$\kappa_1 = \frac{V_{p_2}}{V_{p_1}} \quad ; \quad \kappa_2 = \frac{V_{p_2}}{V_s} \quad (5.13)$$

Les ondes sismiques se propagent, depuis la source, dans différentes directions et donc, elles empruntent différents chemins avant d'arriver au site. Le temps de parcours est de ce fait différent pour chaque onde sismique. Considérant tout ceci, il est légitime de supposer que les trains d'ondes son incorrélés les uns par rapport aux autres (Zendagui *et al.* 1999). Sur la base de cette supposition, les termes de couplages entre les trains d'ondes s'annulent.

5.3.2. Calcul des fonctions de densité spatio-spectrales du champ de déplacement

En appliquant la transformée de Fourier aux équations (5.10), (5.11) et (5.12) par rapport au temps, les fonctions d'inter-densité spatio-spectrale $S_{**}(\delta, y, \omega)$ sont obtenues.

$$S_{uu}(\delta, y, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} C_{uu}(\delta, y, \tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (5.14a)$$

$$S_{vv}(\delta, y, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} C_{vv}(\delta, y, \tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (5.14b)$$

Onde P_1

$$\begin{aligned} S_{uu}(\delta, y, \omega) = & V_{p_1}^2 \sum_{j=1}^N S_j(\omega) e^{-i\omega p_{x_{1j}} \delta} [p_{x_{1j}}^2 \{ (1 + A_{p_1 p_{1j}}^2 + \frac{A_{p_1 p_{2j}}^2}{\kappa_2^2}) + A_{p_1 p_{1j}} 2 \cos(2p_{y_{1j}} y \omega) + \frac{A_{p_1 p_{2j}}}{\kappa_2} 2 \cos((p_{y_{1j}} + p_{y_{2j}}) y \omega) + \\ & \frac{A_{p_1 p_{1j}} A_{p_1 p_{2j}}}{\kappa_2} 2 \cos((p_{y_{1j}} - p_{y_{2j}}) y \omega) \} + p_{x_{1j}} s_{y_{1j}} \{ \frac{A_{p_1 p_{1j}} A_{p_1 s_{1j}}}{\kappa_1} 2 \cos((p_{y_{1j}} - s_{y_{1j}}) y \omega) + \frac{A_{p_1 p_{2j}} A_{p_1 s_{1j}}}{\kappa_1 \kappa_2} 2 \cos((p_{y_{2j}} - \\ & s_{y_{1j}}) y \omega) + \frac{A_{p_1 s_{1j}}}{\kappa_1} 2 \cos((p_{y_{1j}} + s_{y_{1j}}) y \omega) \} + \frac{A_{p_1 s_{1j}}^2}{\kappa_1^2}] \end{aligned} \quad (5.15a)$$

$$\begin{aligned} S_{vv}(\delta, y, \omega) = & V_{p_1}^2 \sum_{j=1}^N S_j(\omega) e^{-i\omega p_{x_{1j}} \delta} [p_{y_{1j}}^2 \{ 1 + A_{p_1 p_{1j}}^2 - A_{p_1 p_{1j}} 2 \cos(2p_{y_{1j}} y \omega) \} + p_{y_{1j}} p_{y_{2j}} \{ \frac{A_{p_1 p_{2j}}}{\kappa_2} 2 \cos((p_{y_{1j}} - p_{y_{2j}}) \\ & \times y \omega) + \frac{A_{p_1 p_{1j}} A_{p_1 p_{2j}}}{\kappa_2} 2 \cos((p_{y_{1j}} + p_{y_{2j}}) y \omega) \} + p_{y_{1j}} p_{x_{1j}} \{ \frac{A_{p_1 s_{1j}}}{\kappa_1} 2 \cos((p_{y_{1j}} + s_{y_{1j}}) y \omega) - \frac{A_{p_1 p_{1j}} A_{p_1 s_{1j}}}{\kappa_1} 2 \cos((p_{y_{1j}} - \\ & s_{y_{1j}}) y \omega) \} - p_{y_{2j}} p_{x_{1j}} \frac{A_{p_1 p_{2j}} A_{p_1 s_{1j}}}{\kappa_1 \kappa_2} 2 \cos((p_{y_{2j}} + s_{y_{1j}}) y \omega) + p_{y_{2j}}^2 \frac{A_{p_1 p_{2j}}^2}{\kappa_2^2} + p_{x_{1j}}^2 \frac{A_{p_1 s_{1j}}^2}{\kappa_1^2}] \end{aligned} \quad (5.15b)$$

Onde P_2

$$\begin{aligned}
S_{uu}(\delta, y, \omega) = & V_{\rho_2}^2 \sum_{j=1}^N S_j(\omega) e^{-i\omega \rho_{x_2} \delta} \left[\rho_{x_2}^2 \left\{ (1 + A_{\rho_2 \rho_{2j}}^2 + \frac{A_{\rho_2 \rho_{1j}}^2}{\kappa_1^2}) + A_{\rho_2 \rho_{2j}} 2\cos(2\rho_{y_{2j}} y \omega) + \frac{A_{\rho_2 \rho_{1j}}}{\kappa_1} 2\cos((\rho_{y_{2j}} + \rho_{y_{1j}}) y \omega) \right. \right. \\
& + \frac{A_{\rho_2 \rho_{2j}} A_{\rho_2 \rho_{1j}}}{\kappa_1} 2\cos((\rho_{y_{2j}} - \rho_{y_{1j}}) y \omega) \left. \left. \right\} + \rho_{x_2} s_{y_j} \left\{ \frac{A_{\rho_2 \rho_{2j}} A_{\rho_2 s_j}}{\kappa_2} 2\cos((\rho_{y_{2j}} - s_{y_j}) y \omega) + \right. \right. \\
& \left. \left. + \frac{A_{\rho_2 \rho_{1j}} A_{\rho_2 s_j}}{\kappa_2 \kappa_1} 2\cos((\rho_{y_{1j}} - s_{y_j}) y \omega) + \frac{A_{\rho_2 s_j}}{\kappa_2} 2\cos((\rho_{y_{2j}} + s_{y_j}) y \omega) \right\} + \frac{A_{\rho_2 s_j}^2}{\kappa_2^2} \right]
\end{aligned} \tag{5.16a}$$

$$\begin{aligned}
S_{vv}(\delta, y, \omega) = & V_{\rho_2}^2 \sum_{j=1}^N S_j(\omega) e^{-i\omega \rho_{x_2} \delta} \left[\rho_{y_{2j}}^2 \left\{ (1 + A_{\rho_2 \rho_{2j}}^2) - A_{\rho_2 \rho_{2j}} 2\cos(2\rho_{y_{2j}} y \omega) \right\} + \rho_{y_{2j}} \rho_{y_{1j}} \left\{ \frac{A_{\rho_2 \rho_{2j}} A_{\rho_2 \rho_{1j}}}{\kappa_1} \right. \right. \\
& \times 2\cos((\rho_{y_{2j}} - \rho_{y_{1j}}) y \omega) - \frac{A_{\rho_2 \rho_{1j}}}{\kappa_1} 2\cos((\rho_{y_{2j}} + \rho_{y_{1j}}) y \omega) \left. \left. \right\} + \rho_{y_{2j}} \rho_{x_j} \left\{ \frac{A_{\rho_2 s_j}}{\kappa_2} 2\cos((\rho_{y_{2j}} + s_{y_j}) y \omega) - \frac{A_{\rho_2 \rho_{2j}} A_{\rho_2 s_j}}{\kappa_2} \right. \right. \\
& \times 2\cos((\rho_{y_{2j}} - s_{y_j}) y \omega) \left. \left. \right\} - \rho_{y_{1j}} \rho_{x_2} \left\{ \frac{A_{\rho_2 \rho_{1j}} A_{\rho_2 s_j}}{\kappa_2 \kappa_1} 2\cos((\rho_{y_{1j}} - s_{y_j}) y \omega) + \rho_{y_{1j}}^2 \frac{A_{\rho_2 \rho_{1j}}}{\kappa_1^2} + \rho_{x_2}^2 \frac{A_{\rho_2 s_j}^2}{\kappa_2^2} \right\} \right]
\end{aligned} \tag{5.16b}$$

Onde SV

$$\begin{aligned}
S_{uu}(\delta, y, \omega) = & V_s^2 \sum_{j=1}^N S_j(\omega) e^{-i\omega s_{x_j} \delta} \left[s_x^2 \left\{ \frac{A_{s \rho_{1j}}^2}{\kappa_1^2} + \frac{A_{s \rho_{2j}}^2}{\kappa_2^2} + \frac{A_{s \rho_{1j}} A_{s \rho_{2j}}}{\kappa_1 \kappa_2} 2\cos((\rho_{y_{1j}} - \rho_{y_{2j}}) y \omega) \right\} + s_{y_j}^2 \left\{ 1 + A_{s s_j}^2 - A_{s s_j} \right. \right. \\
& \times 2\cos(2s_{y_j} y \omega) \left. \left. \right\} + s_{y_j} s_{x_j} \left\{ \frac{A_{s s_j} A_{s \rho_{1j}}}{\kappa_1} 2\cos((s_{y_j} - \rho_{y_{1j}}) y \omega) + \frac{A_{s s_j} A_{s \rho_{2j}}}{\kappa_2} 2\cos((s_{y_j} - \rho_{y_{2j}}) y \omega) - \frac{A_{s \rho_{1j}}}{\kappa_1} \right. \right. \\
& \left. \left. \times 2\cos((s_{y_j} + \rho_{y_{1j}}) y \omega) - \frac{A_{s \rho_{2j}}}{\kappa_2} 2\cos((s_{y_j} + \rho_{y_{2j}}) y \omega) \right\} \right]
\end{aligned} \tag{5.17a}$$

$$\begin{aligned}
S_{vv}(\delta, y, \omega) = & V_s^2 \sum_{j=1}^N S_j(\omega) e^{-i\omega s_{x_j} \delta} \left[s_{x_j}^2 \left\{ 1 + A_{s s_j} 2\cos(2s_{y_j} y \omega) + A_{s s_j}^2 \right\} - s_{x_j} \rho_{y_{1j}} \left\{ \frac{A_{s s_j} A_{s \rho_{1j}}}{\kappa_1} 2\cos((s_{y_j} - \rho_{y_{1j}}) y \omega) + \right. \right. \\
& + \frac{A_{s \rho_{1j}}}{\kappa_1} 2\cos((s_{y_j} + \rho_{y_{1j}}) y \omega) \left. \left. \right\} - s_{x_j} \rho_{y_{2j}} \left\{ \frac{A_{s s_j} A_{s \rho_{2j}}}{\kappa_2} 2\cos((s_{y_j} - \rho_{y_{2j}}) y \omega) + \frac{A_{s \rho_{2j}}}{\kappa_2} 2\cos((s_{y_j} + \rho_{y_{2j}}) y \omega) \right\} \right. \\
& \left. + \rho_{y_{1j}}^2 \frac{A_{s \rho_{1j}}^2}{\kappa_1^2} + \rho_{y_{2j}}^2 \frac{A_{s \rho_{2j}}^2}{\kappa_2^2} + \rho_{y_{1j}} \rho_{y_{2j}} \frac{A_{s \rho_{1j}} A_{s \rho_{2j}}}{\kappa_1 \kappa_2} 2\cos((\rho_{y_{1j}} - \rho_{y_{2j}}) y \omega) \right]
\end{aligned} \tag{5.17b}$$

En comparant ces résultats avec ceux publiés par Zendagui *et al.* (1999), il est noté que les mêmes équations seraient obtenues si les amplitudes d'ondes associées aux ondes P_2 étaient négligées. Evidemment, dans ce cas la porosité doit être nulle et les vitesses de propagation réelles.

Les ondes incidentes sont supposées être non-corrélées, mais ayant toutes la même forme pour la fonction d'auto-corrélation, mais pas la même amplitude. Ainsi, la fonction de densité spectrale de puissance est donnée par (Zendagui *et al.* 1999) $S_j(\omega) = g^2(\theta) S(\omega)$, avec $g^2(\theta)$ étant l'amplitude relative du train d'onde qui dépend, en général, de l'angle d'incidence.

5.3.3. Calcul des fonctions de cohérence

Dans le cas d'un demi-espace poro-élastique, la cohérence du mouvement due aux différentes ondes incidentes peut être évaluée en n'importe quel point du massif en effectuant le rapport de la fonction de densité spatio-spectrale sur le spectre d'énergie obtenue pour $\delta = 0$.

Par contre, dans le cas d'un sol multicouche poro-élastique, reposant sur un demi-espace, un processus de déamplification du mouvement dynamique est nécessaire. La fonction d'inter-densité spectrale doit être calculée numériquement en suivant l'équation ci-dessous, qui permet de déterminer les propriétés statistiques du mouvement en n'importe quel point du sol, en fonction de celles du mouvement en surface (Zendagui et Berrah 2002, Zendagui 2006).

$$S(\delta, y, \omega) = \mathcal{F}_k[\mathcal{T} \times \mathcal{F}_\lambda[S(\delta, 0, \omega)] \times \mathcal{T}^T] \quad (5.18)$$

Avec \mathcal{F}_* représentant la transformée de Fourier par rapport à la dimension $*$, et \mathcal{T} la fonction de transfert entre la surface et une profondeur y dans le sol. La fonction de transfert est calculée à l'aide de la méthode présentée dans le chapitre 2 ainsi que de la procédure détaillée par Zendagui (2006).

A partir de l'équation (5.18), la fonction de cohérence $\gamma(\delta, y, \omega)$ du mouvement dynamique du sol peut être évaluée en utilisant l'équation ci-dessous

$$\gamma(\delta, y, \omega) = \frac{S(0, y, \omega)}{S(\delta, y, \omega)} \quad (5.19)$$

Mais auparavant, les amplitudes relatives des trains d'ondes $g^2(\theta)$ doivent être déterminées. Ceci peut se faire à partir d'un modèle de fonction de cohérence analytique ou expérimental.

5.4. Génération du champ d'ondes stochastique

La variabilité spatiale du mouvement sismique résulte, entre autres facteurs, de la propagation non-verticale des ondes de volumes P et S et des ondes de surfaces *Love* et *Rayleigh*. Les trains d'ondes peuvent émaner de différents points d'une même faille et les inhomogénéités le long du trajet impliquent des amplitudes différentes et des temps

de parcourt différents. En 1999, Igushi et Hanamura ont présenté une méthode simple pour l'estimation de l'amplitude des ondes de volumes, en fonction de l'angle d'incidence, qui correspondent à un modèle empirique de variabilité spatiale des déplacements sismiques en champ libre. Dans cette étude, notre choix s'est porté sur le modèle de fonction de cohérence de Luco et Wong (1986) afin de décrire la variabilité spatiale du mouvement sismique en surface.

Une expression approximative mais simplifiée de la fonction de distribution de l'intensité est proposée ici, à partir de celle présentée par Igushi et Hanamura (1999)

$$g^2(\theta) = e^{-(\varphi-\theta)^2/\beta} \quad (5.20)$$

φ représente l'angle d'incidence moyen par rapport à la verticale et β est un paramètre qui dépend du degrés d'incohérence. Ce dernier paramètre est déterminé par régression linéaire de sorte que l'amplitude de la fonction de cohérence déterminée analytiquement corresponde au modèle choisi, à savoir celui de Luco et Wong (1986). La méthode des moindres carrés est utilisée dans cette étude.

Une fois la fonction de distribution des amplitudes déterminée, le champ d'ondes stochastique ainsi généré est incorporé dans la méthode de déconvolution afin d'obtenir la fonction de densité spatio-spectrale en profondeur et, par la suite, la fonction de cohérence.

5.5. Exemple numérique

Soit à considérer un sol multicouche poro-visco-élastique, reposant sur un substratum poro-élastique (voir Fig. 5.2). Pour cet exemple, toutes les couches de sol sont supposées entièrement saturées ($S_r = 100\%$). Les caractéristiques géotechniques communes aux différentes stratifications sont résumées dans le tableau 5.1. Les modules de cisaillement (G), porosités (n) et perméabilités (k) sont eux présentés dans la Fig. 5.2.

Caractéristiques	Valeurs
Densité des grains solides (Kg/m ³)	2610
Module d'incompressibilité des grains solides (GPa)	36
Module d'incompressibilité de l'eau (GPa)	2.2
Module d'incompressibilité du squelette (MPa)	87
Amortissement (%)	5

Tableau 5.1. Propriétés matériels communes aux couches de sol

Dans la méthode de Zendagui *et al.* (1999 – 2002), l’amortissement matériel du sol a été négligé en faveur d’une formulation simplifiée. Dans le présent travail, le module de cisaillement est considéré complexe afin de prendre en compte l’amortissement du squelette solide.

La fonction de distribution des amplitudes d’ondes incidentes est générée en premier lieu. Pour ce faire, le modèle de fonction de cohérence de Luco et Wong (1986) est utilisé pour décrire la perte de cohérence en surface.

$$\gamma(\delta, \omega) = e^{-\alpha^2 \omega^2 \delta^2} \tag{5.21}$$

α est un paramètre d’incohérence qui peut varier entre $1.10^{-4} \text{ s.m}^{-1}$ et $3.10^{-4} \text{ s.m}^{-1}$.

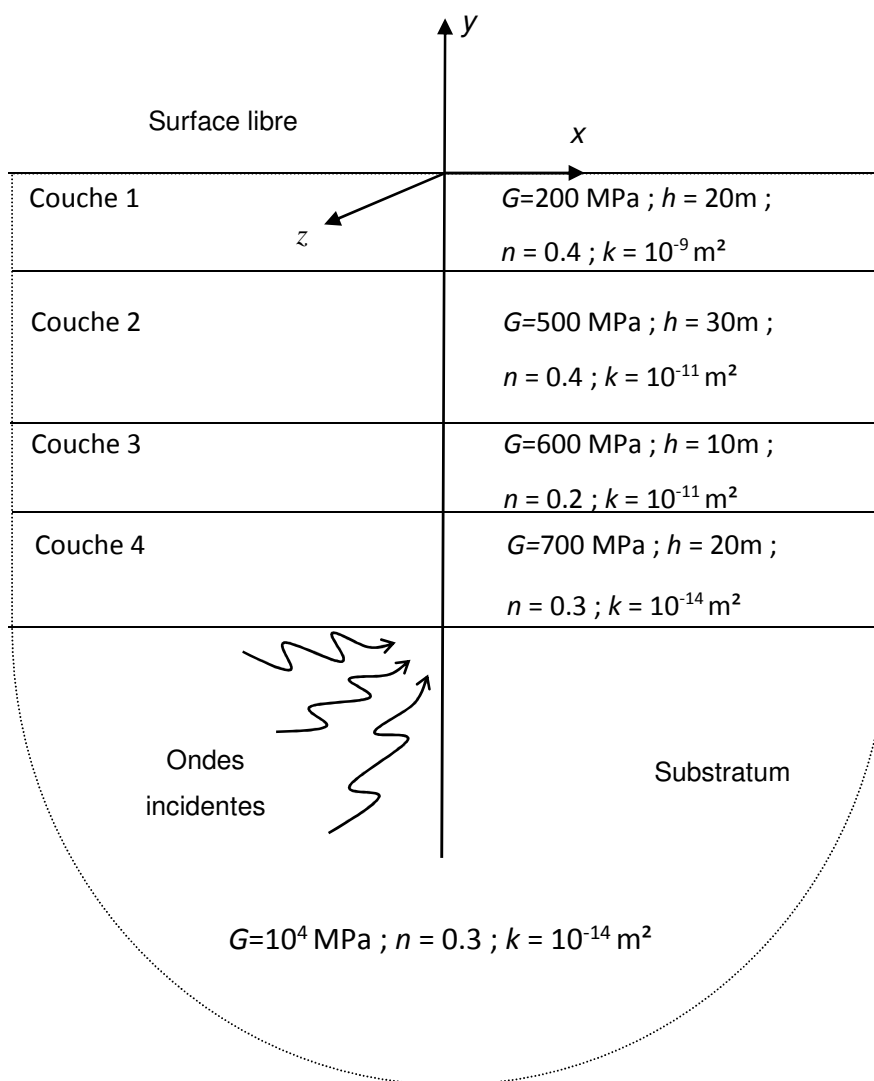


Fig. 5.2 : Profil de sol stratifié utilisé dans l’exemple

Il est important de noter à ce stade que n'importe quel modèle, analytique ou expérimental, pourrait être utilisé pour la génération de la fonction de distribution des amplitudes d'ondes. Le modèle de Luco et Wong (1986) a été choisi pour sa simplicité et ses nombreuses utilisations (in Zerva et Harada 1997). Dans ce travail, le même modèle de fonction de cohérence est utilisé en surface pour les trois types d'ondes incidentes.

La Fig. 5.3 montre quelques exemples de pertes de cohérence, évaluées en surface, pour une distance séparatrice $\delta = 50$ m et un angle d'incidence moyen $\varphi = 30^\circ$. La procédure permet de générer les fonctions de distribution des amplitudes d'ondes telles que présentées dans la Fig. 5.4. Les valeurs du paramètre β sont déterminées itérativement. Il est noté que le modèle utilisé présente une distribution symétrique des amplitudes relatives autour de l'angle d'incidence moyen.

Pour les trois types d'ondes incidentes, soient P_1 , P_2 et SV , la fonction de distribution de l'amplitude est identique pour les deux composantes du mouvement, à savoir la composante horizontale et la composante verticale. Cette similarité est peut-être due au fait que le même modèle de fonction de cohérence a été considéré pour les deux composantes du déplacement.

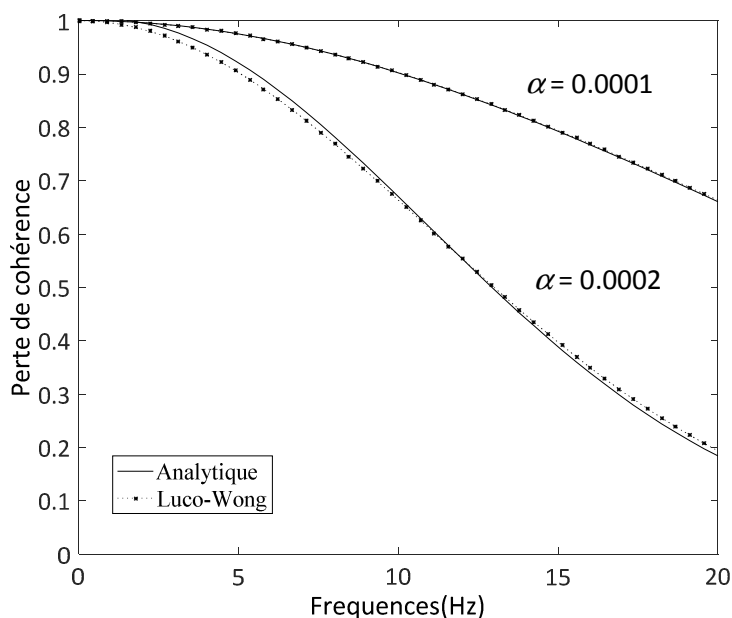


Fig. 5.3 : Exemples de perte de cohérence en surface pour $\delta = 50$ m, $S_r = 100\%$ et $\varphi = 30^\circ$

Une fois la fonction de distribution des amplitudes générée, le processus de déamplification est exécuté tel que cela a déjà été expliqué auparavant.

Les Figs. (5.5-5.7) représentent les pertes de cohérence, pour les composantes horizontales et verticales, au niveau de la surface libre et à une profondeur de 80 m, pour le cas d'incidence d'une onde P_1 , P_2 et SV . Une valeur médiane du paramètre d'incohérence α est prise soit $2 \times 10^{-4} \text{s.m}^{-1}$. Les calculs sont faits pour un angle d'incidence moyen φ égal à 0° et 30° .

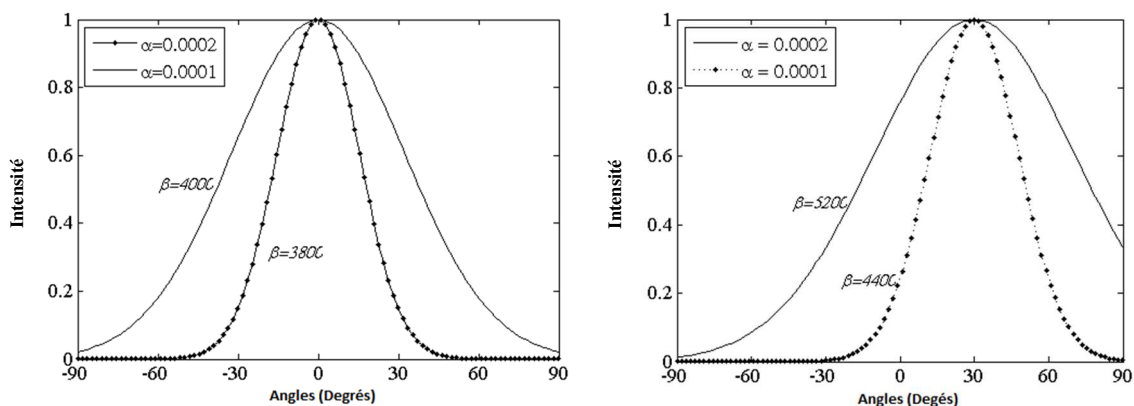


Fig.5.4 : Fonctions d'intensité identifiées pour $S_r = 100\%$ (a) $\varphi = 0^\circ$ et (b) $\varphi = 30^\circ$

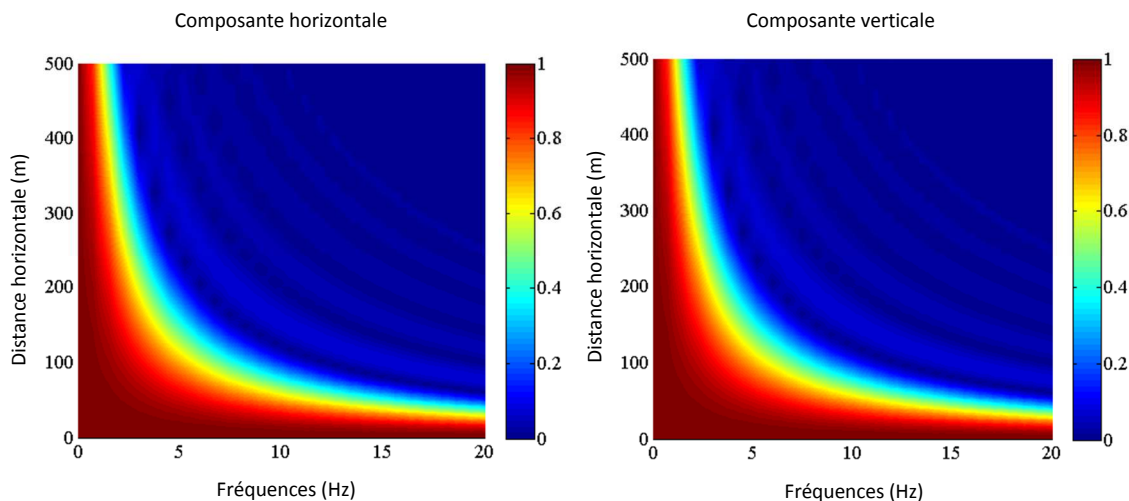


Fig. 5.5: Perte de cohérence au niveau de la surface libre pour $\alpha = 2 \times 10^{-4}$ et $S_r = 100\%$

Il est noté que la perte de cohérence est plus importante en surface qu'en bas du multicouche. Par ailleurs, et pour les deux composantes du mouvement, cette perte est

plus prononcée lorsque la fréquence augmente que lorsque la distance horizontale augmente. Des remarques identiques ont été relevées par Zendagui et Berrah (2002) pour le cas d'un sol élastique monophasé.

Malgré le fait d'avoir utilisé le même modèle de fonction de cohérence en surface, la perte de cohérence en bas des couches de sol est différente, en fonction du type d'ondes incidentes et de la composante du mouvement. Les Figs. 5.6 et 5.7 indiquent que, pour le cas d'incidence d'onde P_1 , la composante horizontale est plus cohérente que la composante verticale, alors que c'est l'inverse qui est noté dans le cas d'incidence d'ondes P_2 ou SV . Cette corrélation entre la perte de cohérence et le type d'ondes incidentes a également été reportée par Zendagui et Berrah. (2002), dans le cas des ondes P et SV , excitants un sol élastique monophasé. En comparant leurs résultats avec ceux obtenus à partir des traitements statistiques de données sismiques, ils avaient conclu que la cohérence pouvait être utilisée pour identifier le contenu des fronts d'ondes à partir des mouvements sismiques.

Singulièrement, il est noté que le cas d'incidences d'ondes P_2 est celui qui engendre le mouvement le plus cohérent en profondeur, alors que les vitesses de propagation qui leur sont associées sont assez faibles par rapports à celles des ondes P_1 et SV (voir chap. 3 sec. 3.2.1 Fig. 3.1). Les ondes P_2 sont associées aux plus petites longueurs d'ondes et devraient de ce fait induire les mouvements les moins cohérents.

Il n'y a en fait aucune contradiction dans les résultats montrés dans les Figs. 5.6 et 5.7. car, comme cela a déjà été mentionné, le même modèle de fonction de cohérence a été utilisé en champ libre. En comparant les cohérences en haut du multicouche (Fig. 5.5) avec celles calculées en bas de celui-ci, la perte de cohérence est en réalité plus importante dans le cas d'incidence d'ondes P_2 que dans celui d'incidence d'ondes P_1 ou SV . Ce qui signifie dans un autre sens, que si le mouvement incident exhibait une même cohérence en profondeur, alors le mouvement induit en surface serait plus cohérent dans le cas d'incidence d'ondes P_1 ou SV que dans celui des ondes P_2 .

Evidemment, la perte de cohérence est plus prononcée pour un angle d'incidence moyen incliné ($\varphi = 30^\circ$) que pour une incidence verticale ($\varphi = 0^\circ$) à cause de toutes les réflexions et réfractions d'ondes, à travers les multiples couches de sol, qui vont augmenter l'effet d'incohérence.

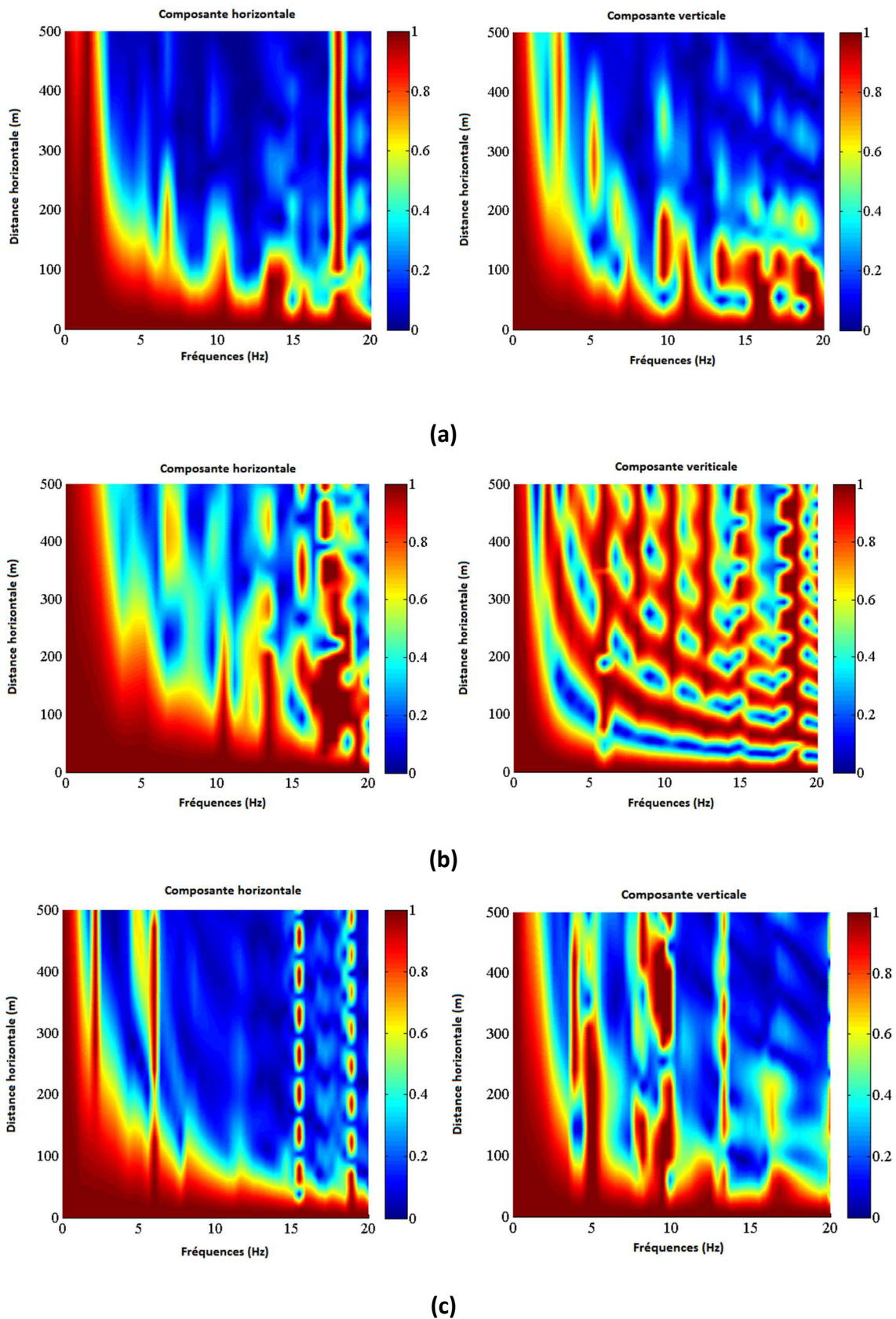


Fig. 5.6 : Perte de cohérence à 80 m de profondeur pour le cas d'incidence d'une onde (a) P_1 (b) P_2 et (c) SV
 $S_r = 100\%$, $\varphi = 0^\circ$ and $\alpha = 2 \times 10^{-4}$

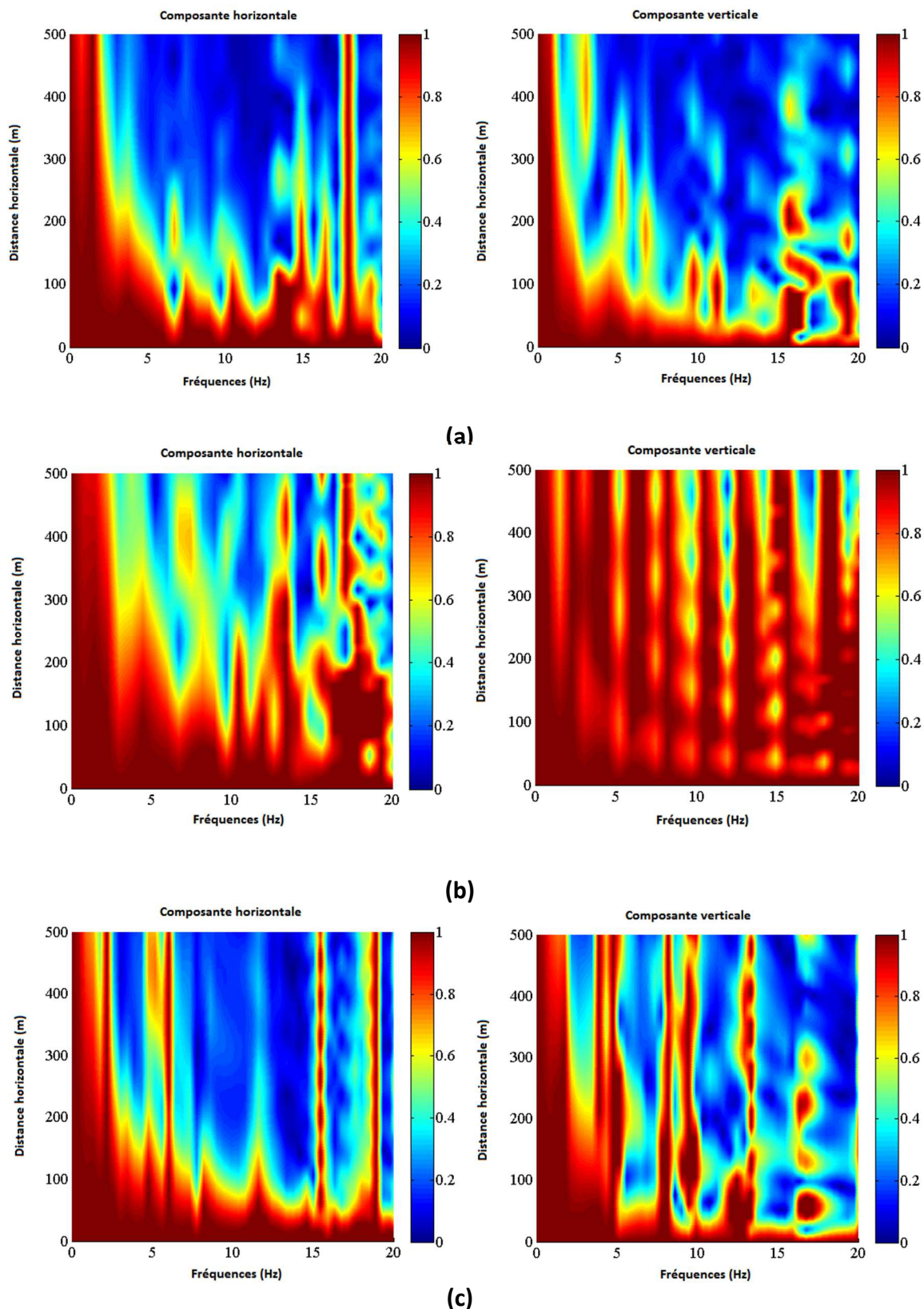


Fig. 5.7 : Perte de cohérence à 80 m de profondeur pour le cas d'incidence d'une onde (a) P_1 (b) P_2 et (c) SV
 $S_r = 100\%$, $\varphi = 30^\circ$ and $\alpha = 2 \times 10^{-4}$

5.6. Etude paramétrique

Une étude paramétrique sur l'effet du degré de saturation sur la perte de cohérence est menée. Dans les chapitres précédents, il est clairement apparu que l'effet du fluide interstitiel était différent dans le cas d'une saturation partielle ou totale. Une légère diminution du degré de saturation peut entraîner des changements significatifs dans la réponse dynamique du sol. Dans ce contexte, la perte de cohérence est évaluée en utilisant le même profil de sol que celui de l'exemple numérique mais avec un degré de saturation différent, soit $S_r = 98\%$.

Dans ce qui suit, lorsque le degré de saturation est égal à 100%, le sol est dit complètement saturé alors que lorsque celui-ci est de 98%, il est dit partiellement saturé.

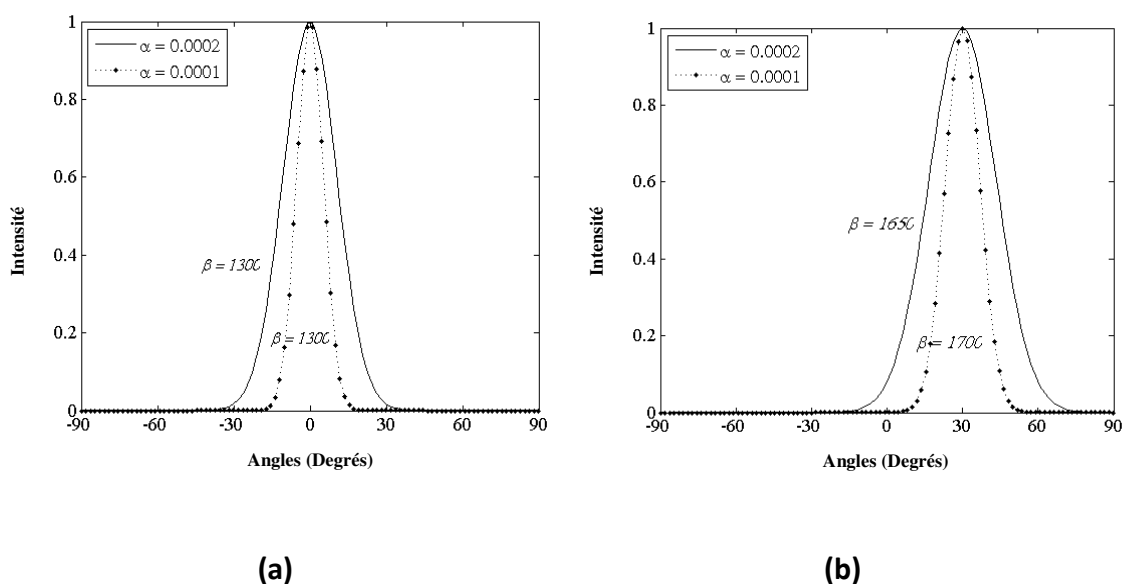


Fig.5.8 : Fonctions d'intensité identifiées pour $S_r = 98\%$ (a) $\varphi = 0^\circ$ et (b) $\varphi = 30^\circ$

Pour commencer, la Fig. 5.8 montre les fonctions de distribution pour les amplitudes d'ondes générées. Il apparaît que pour un degré de saturation légèrement inférieur à 100%, la largeur de bande de ces fonctions est moins importante. Ce résultat indique que pour une même cohérence en surface, le contenu du front d'onde est plus concentré et contient moins d'énergie que dans le cas de la saturation complète.

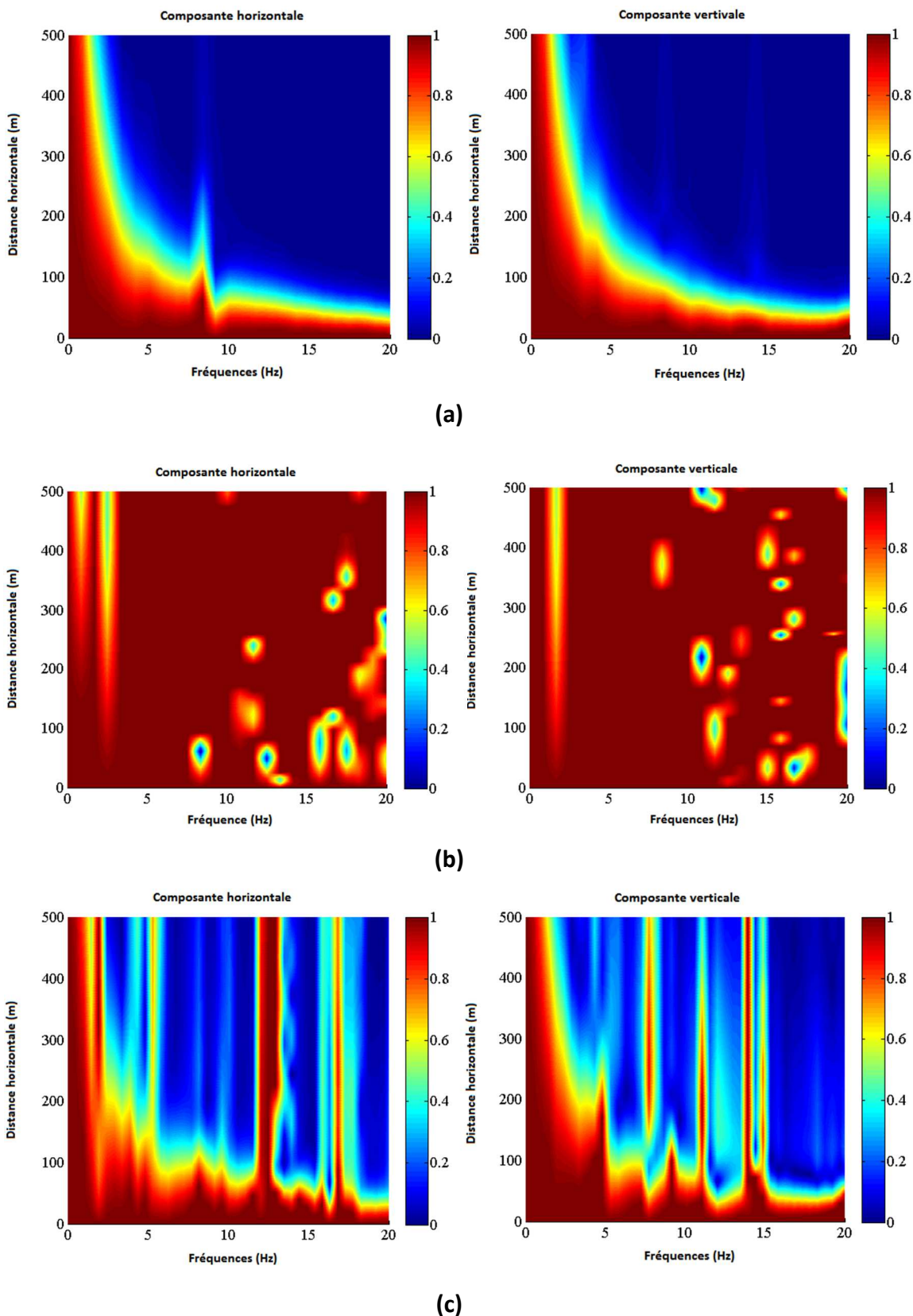


Fig. 5.9 : Perte de cohérence à 80 m de profondeur pour le cas d'incidence d'une onde (a) P_1 (b) P_2 et (c) SV
 $S_r = 98\%$, $\varphi = 30^\circ$ and $\alpha = 2 \times 10^{-4}$

Il apparait qu'afin d'exhiber la même variabilité spatial en surface, le sol complètement saturé nécessite un plus grand nombre d'ondes incidentes et une plus grande énergie sismique que lorsque $S_r = 98\%$. En d'autres termes, pour un même front d'onde, et donc pour une même excitation sismique, la perte de cohérence en champ libre serait différente en fonction du degré de saturation du sol. Les mouvements sismiques en surface serait moins cohérents en cas de saturation partielle qu'en cas de saturation complète, et ce quel que soit l'angle d'incidence.

La Fig. 5.9 indique que lorsque $S_r = 98\%$, les déplacements du milieu poreux sont toujours plus cohérents en profondeur qu'en surface. Néanmoins, en comparant ces derniers résultats avec ceux obtenus avec $S_r = 100\%$, la réponse dynamique en profondeur est plus cohérente en cas de saturation totale lorsque les ondes incidentes sont de type P_1 ou SV . A contrario, les mouvements induits par les ondes P_2 sont plus cohérents en cas de saturation partielle.

Plus précisément et en reprenant le raisonnement proposé dans l'analyse des fonctions de distribution d'amplitudes, la perte de cohérence est moins importante à travers les couches de sol partiellement saturées qu'à travers les couches de sol saturées, en cas d'incidence d'ondes P_1 ou SV . En contrepartie, lorsque les déplacements sont induits par l'incidence d'ondes P_2 , l'effet d'incohérence est plus important pour $S_r = 98\%$ que pour $S_r = 100\%$. Ce résultat peut principalement s'expliquer par le fait que les ondes P_2 sont directement reliées aux mouvements relatifs entre la phase solide et la phase liquide, lesquels mouvements pourrait être plus erratiques en cas de saturation partielle mais non complète à cause de la présence des bulles d'air à l'intérieur des pores et de la diminution de la vitesse d'onde.

5.7. Conclusion

Dans ce chapitre, un modèle de déconvolution stochastique du signal sismique a été adapté au cas de la propagation d'ondes à travers le sol poro-visco-élastiques. Un processus itératif permettant la génération d'un champ d'ondes stochastique compatible avec un modèle de fonction de cohérence reconnu, en surface, a été implémenté dans la méthode. A cet effet, le modèle de cohérence de Luco et Wong (1986) a été utilisé pour décrire la perte de cohérence en champ libre.

Les résultats indiquent que la cohérence est toujours plus importante en profondeur qu'en surface libre et que l'effet d'incohérence à travers les couches de sol saturées est plus prononcé dans le cas d'incidence d'ondes de compression lentes obliques.

Afin d'étudier l'effet du degré de saturation, une étude paramétrique a été menée. Les résultats de cette étude ont révélé qu'une légère diminution du degré de saturation, en dessous des 100%, pouvait influencer la variabilité spatiale des deux composantes du

mouvement, quel que soit l'angle d'incidence des ondes. De plus, et pour la même cohérence en surface, le front d'ondes généré est plus focalisé et moins intense en cas de saturation partiel qu'en cas de saturation totale.

Par ailleurs, l'effet d'incohérence à travers les couches de sols poro-visco-élastiques est plus important pour $S_r = 100\%$ que pour $S_r = 98\%$, lorsque les mouvements sont induits par l'incidence d'ondes P_1 ou SV obliques. Dans le cas d'incidence d'ondes P_2 , la perte de cohérence est plus importante en cas de saturation partielle ($S_r = 98\%$).

L'importance des ondes P_2 , en champ proche (Tong *et al.* 2017), pourrait suggérer la nécessité d'étendre la présente technique de déconvolution au cas des ondes sphériques.

CHAPITRE 6

CONCLUSION GENERALE

6.1. Introduction

Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes intéressés aux phénomènes d'amplification et de déamplification des ondes sismiques à travers les milieux poreux saturés. Dans une première partie, seule l'amplification des ondes sismiques a été étudiée ainsi que les différents paramètres physicomécaniques qui peuvent la modifier. Nous avons choisi plusieurs modélisations possibles du sol, à savoir le modèle linéaire et le modèle linéaire équivalent, afin d'effectuer une étude déterministe et par la suite, une étude stochastique du problème.

L'utilisation combinée de deux méthodes exactes, la méthode des matrices de transfert et la méthode des matrices de rigidité, nous a fourni les outils mathématiques de base pour notre étude.

6.2. Synthèse

Une analyse déterministe de la réponse dynamique du sol poro-visco-élastique, à une excitation sismique, a été présentée dans un premier lieu. Nous avons considéré pour cela un squelette élastique et un fluide visqueux. Nous avons commencé par le cas simple d'un espace semi-infini, ensuite nous nous sommes intéressés au cas d'une couche de sol reposant sur un demi-espace, tous les deux poro-élastique.

Dans le cas d'un demi-espace et lorsque celui-ci est totalement saturé, le fluide interstitiel absorbe une partie de l'énergie transmise et de ce fait la réponse dynamique du sol s'en trouve changée. Cette influence dépend de l'angle d'incidence de l'onde excitatrice, de plus, une très légère baisse du degré de saturation rend le comportement du sol poro-élastique proche de celui du sol élastique non poreux.

La variation de la porosité du sol ne semble affecter sa réponse dynamique que lorsque celle-ci est provoquée par la propagation d'une onde P_1 . Dans ce cas précis,

l'augmentation de la porosité du sol rend celui-ci moins rigide d'où une amplitude des déplacements plus importante.

Dans le cas d'un sol monocouche, plusieurs paramètres pouvant influencer sur les déplacements en champ libre ont été examinés. Dans ce contexte, des exemples numériques ainsi qu'une étude paramétrique, faisant intervenir le rapport d'impédance, l'angle d'incidence, la porosité, le degré de saturation ainsi que la perméabilité, ont été présentés.

Alors que les variations du contraste d'impédance et de l'angle d'incidence influencent les fonctions de transfert quel que soit la nature de l'excitation ; les fluctuations de la porosité, du degré de saturation et de la perméabilité n'affectent les réponses dynamiques que lorsque celles-ci sont dues à une incidence d'onde P_1 (éventuellement d'onde P_2). Ceci s'explique par le fait que seules les ondes de compression se propagent dans le fluide interstitiel.

Sachant que, tant les caractéristiques géophysiques que les caractéristiques géomécaniques du sol, exhibent un caractère inconstant au sein d'une même couche de sol, une étude stochastique a été menée. Dans cette optique, l'effet de la stochasticité de certains paramètres physico-mécaniques du sol sur sa réponse dynamique a été étudiée.

Le module de cisaillement, la porosité et le degré de saturation ont été simulés en utilisant une approche probabiliste de simulation indirecte de champs aléatoires non-Gaussiens. Alors que le module de cisaillement suit une distribution Log-normale, la porosité et le degré de saturation suivent eux une distribution Beta.

Le sol modélisé était composé d'un squelette viscoélastique et d'un fluide visqueux incompressible. Les non-linéarités du profil ont été prise en compte via le modèle linéaire équivalent. Pour ce qui est de l'excitation sismique à la base, des accélérations ont été simulées avec la méthode de Shinozuka *et al.* (1987) à partir d'enregistrements du séisme de Boumerdès (21 Mai 2003).

Les résultats obtenus ont indiqué que la stochasticité des caractéristiques simulées pouvait considérablement influencer l'amplification du sol. Cette influence s'exerce quelle que soit l'onde incidente P_1 ou SV . Néanmoins, les variations du degré de saturation sont celles qui affectent le plus le comportement du sol poreux.

A la lumière des résultats obtenus dans les chapitres 3 et 4, il nous est clairement apparu que certains paramètres physico-mécaniques du sol poreux saturés sont plus prépondérants que d'autres. En particulier, le degré de saturation semble être un paramètre d'une très grande influence puisque de très légères fluctuations de sa valeur peuvent engendrer des changements significatifs de l'amplification dynamique. Ceci est dû à l'impact de ce paramètre sur le module d'incompressibilité du fluide interstitiel.

Les fonctions de transferts, étudiés dans cette première partie de l'étude, nous ont servi d'outils de calcul pour la deuxième partie du travail. Celle-ci a été entièrement consacrée au problème de la déamplification du signal sismique à travers les milieux poreux.

Un modèle de déconvolution stochastique du signal sismique a été adapté au cas de la propagation d'ondes à travers le sol poro-visco-élastiques. Un processus itératif permettant la génération d'un champ d'ondes stochastique compatible avec un modèle de fonction de cohérence reconnu, en surface, a été implémenté dans la méthode. A cet effet, le modèle de cohérence de Luco et Wong (1986) a été utilisé pour décrire la perte de cohérence en champ libre.

Les résultats ont indiqué que la cohérence est toujours plus importante en profondeur qu'en surface libre et que l'effet d'incohérence à travers les couches de sol saturées est plus prononcé dans le cas d'incidence d'ondes de compression lentes et obliques.

Afin d'étudier l'effet du degré de saturation, une étude paramétrique a été menée. Les résultats ont révélé qu'une légère diminution du degré de saturation, en dessous des 100%, peut influencer la variabilité spatiale des deux composantes du mouvement, quel que soit l'angle d'incidence des ondes. De plus, et pour la même cohérence en surface, le front d'ondes généré est plus focalisé et moins intense en cas de saturation partiel qu'en cas de saturation totale.

Par ailleurs, l'effet d'incohérence à travers les couches de sols poro-visco-élastiques est plus important pour $S_r = 100\%$ que pour $S_r = 98\%$, lorsque les mouvements sont induits par l'incidence d'ondes P_1 ou SV obliques. Dans le cas d'incidence d'ondes P_2 , la perte de cohérence est plus importante en cas de saturation partielle ($S_r = 98\%$).

6.3. Perspectives

Les méthodes de calculs élaborés dans le cadre de cette thèse ont été exploitées uniquement dans l'étude du phénomène d'amplification dynamique et dans celle du phénomène inverse, à savoir la déconvolution du signal sismique.

D'autres recherches peuvent encore être menées en s'appuyant sur ces méthodes et plusieurs perspectives s'offrent à nous, telles que :

- L'interaction sol-structure dans le cas des fondations profondes et l'intégration des déformations du sol, poro-visco-élastique non linéaire, le long des pieux dans le dimensionnement de ceux-ci.
- L'effet de la stochasticité du niveau de la nappe phréatique sur les déplacements en champ libre.
- L'effet de la stochasticité des propriétés géotechniques du sol dans le domaine des grandes déformations et son impact sur le potentiel de liquéfaction.

- L'effet de la stochasticité du degré de saturation et de la porosité à travers un modèle d'éléments finis bidimensionnel appliqué au cas des sols à forte hétérogénéité.
- L'extension du modèle de déconvolution des ondes sismiques au cas des champs proches.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Abrahamson, N.A., Schneider, J.F. et Stepp, J.C., Empirical spatial coherency functions for application to soil-structure interaction analyses, *Earthquake Spectra*, vol 7, pp. 1-27, 1992.
- Akiyoshi, T., Sun, X. et Fuchida, K., General absorbing boundary conditions for dynamic analysis of fluid-saturated porous media, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, vol. 17, pp. 397-406, 1998.
- Al Rjoub, Y. S., The reflection of P-waves in a poro-elastic half-space saturated with viscous fluid, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, vol. 49, pp. 218-230, 2013.
- Amin, M. et Ang, A.H.S., A non-stationary stochastic model of earthquake motion, *Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE* vol. 94, pp. 559-83, 1968.
- Ang, A.H.S. et Tang, W.H., *Probability concepts in engineering planning and design*, John Wiley and Sons, 1975.
- Baris, M. et Ülker, Ç., Wave-induced dynamics response of saturated multi-layer porous media: Analytical solutions and validity regions of various formulations in non-dimensional parametric space, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, vol. 66, pp. 352-367, 2014.
- Biot, M.A., General theory of three-dimensional consolidation, *Journal of Applied Physics*, vol. 12, pp. 155-164, 1941.
- Biot, M.A., Theory of propagation of elastic waves in a fluid saturated porous solid, *Journal of Acoustic Society of America*, vol. 28, pp. 168-191, 1956.
- Biot, M.A. et Willis, D.G., The elastic coefficients of the theory of consolidation, *Journal of Applied Mechanics*, vol. 12, pp. 594-601, 1957.
- Biot, M.A., Generalized theory of acoustic propagation in porous dissipative media, *Journal of Acoustic Society of America*, vol. 34, pp. 1254-1264, 1962.
- Biot, M.A., Mechanics of deformation and acoustic propagation in porous media, *Journal of Applied Physics*, vol. 33, pp. 1482-1498, 1962.
- Biot, M.A., Nonlinear and semilinear rheology of porous solids, *Journal of Geophysical Research*, Vol.78, pp. 4924-4937, 1973.
- Bo, J. et Hua, L., Rocking vibration of rigid disk on saturated poro-elastic medium, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, vol. 19, pp. 469-472, 2000.

- Bougacha, S., Tassoulas, J.L. et Roësset, J.M., Analysis of foundations on fluid-filled poroelastic stratum, *Journal of Engineering Mechanics*, ASCE, vol. 119, DOI: 10.1061/(ASCE)0733-9399(1993)119:8(1632), 1993.
- Bougacha, S., Roësset, J.M. et Tassoulas, J.L., Dynamic stiffness of foundations on fluid-filled poroelastic stratum, *Journal of Engineering Mechanics*, ASCE, vol.119, DOI:10.1061/(ASCE)0733-9399(1993)119:8(1649).
- Bourbié, T., Coussy, O. et Zinszner, B., *Acoustic of porous media*, Paris, Edition : Technip, 1987.
- Der Kiureghian, A., A coherency model for spatially varying ground motions, *Earthquake Engineering and Structural Dynamics*, vol. 25, pp. 99-111, 1996.
- Dominguez, J., *Boundary Elements in Dynamics*, Computational Mechanics Publications, Elsevier Applied Science, 1993.
- Fenton, G.A., *Simulation and Analysis of Random Fields*, Ph.D. thesis, Princeton University, USA, 1990.
- Geertsma, J. et Smit, D.C., Some aspects of elastic wave propagation in fluid saturated porous solids. *Geophysics*; vol. 26, pp. 169-181, 1961.
- Geli, L., *Propagation des ondes sismiques dans les formations superficielles: effet d'un réarrangement géométrique complexe et influence de la saturation en eau*, Géophysique, Université Scientifique et Médicale de Grenoble, 1985.
- Gherboudj, F., Hadid, M., Effects of saturated poroelastic soil on seismic response of embedded rigid foundation, 1er Séminaire National sur les Matériaux et Protection de l'Environnement, SNMPE 2011, Mostaganem, Algérie, 14 et 15 mars, 2011.
- Gupta, I.D. et Trifunac, M.D., Defining equivalent stationary PSDF to account for non stationarity of earthquake ground motion, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, vol. 17, pp. 89-99, 1998.
- Hadid, M. Gherboudj, F., Etude dynamique des fondations filantes enterrées dans un sol poro-élastique par la méthode des éléments de frontière, Séminaire National de Génie Civil, Chlef, Algérie, 25 et 26 Novembre, 2008.
- Hadid, M. et Gherboudj, F., Boundary element method applied to poro-elastodynamic problems: application to soil-foundation interaction, Colloque International sur la Caractérisation et la Modélisation des Matériaux et Structures, Université M. Maameri de Tizi-Ouzou, Algérie, 16-18 novembre, 2008.
- Hadid, M., Notes de cours : Dynamique des sols, Post graduation, ENSTP, Alger, 2014.
- Hardin, B.O., and Black, W.L., Vibration modulus of normally consolidated clays, *Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division*, ASCE, vol. 94, pp. 353-369, 1968.

- Harichandran, R.S. et Vanmarcke, E.H., Space-time variation of earthquake ground motion, Research report No. R84-12. MIT, Department of Civil Engineering, Cambridge, Massachusetts, USA, 1984.
- Heider, Y., Avci, O., Markert, B. et Ehlers, W., The dynamic response of fluid-saturated porous materials with application to seismically induced soil liquefaction, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, vol. 63, pp. 120-137, 2014.
- Hough, B. K., *Basic Soil Engineering*, The Ronald Press Company, New York, 1957.
- Hovem, J.M., Richardson, M.D. and Stoll, R.D., *Shear waves in marine sediments*, Springer Science + Business Media, B.V., 1991.
- Igushi, M. et Hanamura, M., Estimation of incident seismic waves based on spatial variation of surface ground motions, 11th World Conference on Earthquake Engineering, Acapulco, Mexico, June 23- 28, Paper N° 1230, 1996.
- Kausel, E. et Pais, A., Deconvolution of stochastic SH-waves motions in soil deposits, Research report N° R84-09, MIT, Department of Civil Engineering, Cambridge, Massachusetts, USA, 1984.
- Khalili, N., Yazdchi, M. et Valliapan, S., Wave propagation analysis of two-phase saturated porous media using coupled finite-infinite element method, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, vol. 18, pp. 533-553, 1999.
- Lee, J.H., Kim, J.K. et Tassoulas, J.L., Application of a second-order paraxial boundary condition to problems of dynamics of circular foundations on a porous layered half-space, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, vol. 31, pp. 291-305, 2011.
- Lin, C., Lee, V.W. et Trifunac, M.D., The reflection of plane waves in a poroelastic half-space saturated with inviscid fluid, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, vol. 25, pp. 205-223, 2005.
- Liu T. et Zhao C., Dynamic analyses of multilayered poroelastic media using the generalized transfer matrix method, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, vol. 48, pp. 15-24, 2013.
- Loh, C.H. et Yeh, C.S., Spatial variation and stochastic modelling of seismic differential ground movement, *Earthquake Engineering and Structural Dynamics*, vol. 16, pp. 583-596, 1988.
- Luco, J.E. et Wong, H.L., Response of a rigid foundation to a spatially random ground motion, *Earthquake Engineering and Structural Dynamics*, vol. 14, pp. 891-908, 1986.
- Maghoul, P., Gatmiri, B. et Duhamel, D., Boundary integral formulation and two-dimensional fundamental solutions for dynamic behaviour analysis of unsaturated soils, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, vol. 31, pp. 1480-1495, 2011.
- Maotian, L., Xiaoling, Z., Qing, Y. et Ying, G., Numerical analysis of liquefaction of porous seabed around pipeline fixed in space under seismic loading, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, vol. 29, pp. 855-864, 2009.

- Mehiaoui, M.Y. et Hadid, M., Dynamic response of nonlinear poro-elastic multilayered soil profile, Proceeding of the International Conference: Earthquake Engineering in 21st Century, Skopje, Ohrid, Republic of Macedonia, August 21– September 01, pp. n°e086, 2005.
- Mehiaoui, M.Y., Hadid, M. et Berrah, M.K., Stochastic deamplification of spatially varying seismic motion through poro-elastic half space, Proceeding of the Thematic Conference on Computational Methods in Structural Dynamics and Earthquake Engineering, Rethymno, Crete, Greece, June 13-16, 2007.
- Mehiaoui, M.Y., Hadid M. et Kouici, W., Poro-elastic stochastic multilayered soil profile amplification, Proceeding of the 14th World Conference on Earthquake Engineering, Beijing, China, October 12-17, pp. ID. 04-01-0081, 2008.
- Mehiaoui, M.Y., Hadid, M. et Berrah, M.K., Influence of saturation degree on deamplification of P1 wave through multilayered porous media, Applied Mechanics and Materials, DOI: 10.4028/www.scientific.net/AMM.580-583.1570, 2014
- Mehiaoui, M.Y., Notes de cours : Dynamique des sols, 2^{ème} année, Département infrastructure de base, ENSTP, Alger, 2016.
- Morochnik, V. et Bardet, J.P., Viscoelastic approximation of poroelastic media for wave scattering problems, Soil Dynamics and Earthquake Engineering, vol. 15, pp. 337-346, 1996.
- Nogami, T. et Kazama, M., Dynamic response analysis of submerged soil by thin layer element method, Soil Dynamics and Earthquake Engineering, vol. 11, pp. 17-26, 1992.
- Nogami, T. et Kazama, M., Thin layer element method for dynamic soil-structure interaction analysis of axi-symmetric structure in submerged soil, Soil Dynamics and Earthquake Engineering, vol. 16, pp. 337-351, 1997.
- Nour, A., Slimani, A. et Laouami, N., Foundation settlement statistics via finite element analysis, Computers and Geotechnics, Vol. 29, pp. 641-672, 2002.
- Nour, A., Slimani, A., Laouami, N. et Afra, H., Finit elemet model for the probabilistic seismic response of heterogeneous soil profile, Soil Dynamics and Earthquake Engineering, Vol. 23, pp. 331-348, 2003.
- Nour, A., Investigation stochastique sur les milieux hétérogènes par la méthode des éléments finis, Thèse d'Etat, Faculté de Génie Civil, USTHB, 2004.
- Plona, T., Observation of a second bulk compressional wave in a porous medium at ultrasonic frequencies, Applied Physic Letter, vol. 36, pp. 259-261, 1979.
- Plona, T.J., Johnson, D.L. Experimental study of the two bulk compressional modes in water-saturated porous structures. in: B.R. McAvoy (Ed.) Ultrasonics Symposium Proceedings. Vol. 1. IEEE, New York; pp. 868–872, 1980.
- Rajapakse, R.K.N.D. et Senjuntichai, T., Dynamic response of a multi-layered poro-elastic medium, Earthquake Engineering and Structural Dynamic, vol. 24, pp. 703-722, 1995.

- Rasolofosaon, P., Propagation des ondes acoustiques dans les milieux poreux – Effet d'interface (Théorie et expérience), Thèse de doctorat ès sciences physiques, Université Paris VII, 1987.
- Rohan, E., Nguyen, V.H. et Naili, S., Dynamics and wave dispersion of strongly heterogeneous fluid-saturated porous media, 10th International Conference on Structural Dynamics, EURDYN 2017, *Procedia Engineering*, vol 199, pp. 1507-1512, 2017.
- Rosenblatt, M., Remarks on a multivariate transformation, *Ann. of Mathematical Statistics*, vol. 23, pp. 470-472, 1952.
- Salvadurai, A.P.S., et Karpurapu, R., Composite infinite element for modeling unbounded saturated-soil media, *Journal of Geotechnical Engineering*, Vol. 115, pp. 1633-1646, 1989.
- Seed, H.B. et Idriss, I.M., Soil moduli and damping factors for dynamic response analysis, Report N° EERC 75-29, Earthquake Research Center, University of California, Berkeley, California, 1970.
- Senjuntichai, T., Mani, S. et Rajapakse, R.K.N.D., Vertical vibration of an embedded rigid foundation in a poroelastic soil, *Soil Dynamics and earthquake engineering*, vol. 26, pp. 626-636, 2006.
- Shinuzuka, M., Deodatis, G. et Harada T., Digital simulation of seismic ground motion, Technical Report, NCEER-87-0017, 1987.
- Simon, B.R., Zienkiewicz, O.C. et Paul, D.K., An analytical solution for the transient response of saturated porous elastic solids, *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, vol. 8, pp. 381-398, 1984.
- Tabatabaie Yazdi, J., Valliappan, S. et Zhao, C., Analytical and numerical solutions for wave propagation in water-saturated porous layered half-space, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, vol. 13, pp. 249-257, 1994.
- Tong, L.H., Liu, Y.S., Geng, D.X. et Lai, S.K., Nonlinear wave propagation in porous materials based on Biot theory, *Journal of the Acoustic Society of America*, vol. 142, issue 2: 756, 2017.
- Valliappan, S., Tabatabaie Yazdi, J. et Zhao, C., Analytical solution for two-dimensional dynamic consolidation in frequency domain, *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, vol. 19, pp. 663-682, 1995.
- Verruijt, A., Elastic storage of aquifers, in: *Flow Through Porous Media*, R. J. M de Weist (Editor), Academic Press, London, 1969.
- Wakif, A., Boulahia, Z., Sehaqui, R., Numerical Analysis of the Onset of Longitudinal Convective Rolls in a Porous Medium Saturated by an Electrically Conducting Nanofluid in the Presence of an External Magnetic Field, *Results Phys*, vol.7, pp. 2134-2152, 2017.

- Wakif, A., Boulahia, Z., Sehaqui, R., Analytical and Numerical Study of the Onset of Electroconvection in a Dielectric Nanofluid Saturated a Rotating Darcy Porous Medium, *Int. J. Adv. Comput. Sci. Appl.*, vol. 7, pp. 299-311, 2016.
- Wakif, Z., Boulahia, M., Zaydan, N., Yadil, et Sehaqui, R., The Power Series Method to Solve a Magneto-Convection Problem in a Darcy-Brinkman Porous Medium Saturated by an Electrically Conducting Nanofluid Layer, *Int. J. Innov. Appl. Stud.*, vol 14, pp. 1048-1065, 2016.
- Yamazaki, F. et Shinozuka, M., Digital generation of non-Gaussian stochastic field, *Journal of Engineering Mechanics, ASCE*, vol. 114, pp. 1183-1197, 1988.
- Yang, J. and Sato, T, Interpretation of seismic vertical amplification observed at an array site, *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 90, pp. 275-285, 2000.
- Yang, J., Influence of water saturation on horizontal and vertical motion at a porous soil interface induced by incident P wave, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, vol. 19, pp. 575-581, 2000.
- Yang, J., Saturation effects on horizontal and vertical motions in a layered soil-bedrock system due to inclined SV waves, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, vol. 21, pp. 527-536, 2001.
- Yang, J., Saturation effects of soils on ground motion at free surface due to incident SV waves, *journal of Engineering Mechanics*, vol. 128, pp. 1295 - 1303, 2002.
- Zendagui, D., Berrah, M.K. et Kausel, E., Stochastic deamplification of spatially varying seismic motions, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, vol. 18, pp. 409-421, 1999.
- Zendagui, D. et Berrah, M.K., Spatial variation of seismic motion induced by propagation of body waves, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, vol. 22, pp. 805-811, 2002.
- Zendagui, D, Elaboration d'un modèle analytique d'analyse de la variabilité spatiale du signal sismique, Thèse de doctorat d'état, Ecole Nationale Polytechnique d'Alger, 2006.
- Zerva, A. et Harada, T., Effect of surface layer stochasticity on seismic ground motion coherence and strain estimates, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, vol. 16, pp. 445-457, 1997.
- Zhang, X.L., Jeng, D.S. et Luan, M.T., Dynamic response of a porous seabed around pipeline under three-dimensional wave loading, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, vol. 31, pp. 785-791, 2011.
- Zhang, Y., Xuc, Y., Xiac, J., Zhanga, S. et Ping, P., On effective characteristic of Rayleigh surface wave propagation in porous fluid-saturated media at low frequencies, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, vol. 57, pp. 94-103, 2014.
- Zheng, P. et Ding, B., The generalized reflection and transmission matrix method for wave propagation in stratified fluid-saturated porous media, *Transport in Porous Media*, vol. 102, pp. 185-206, 2014.

Zheng, P. et Ding, B., Potential method for 3D wave propagation in a poroelastic medium and its applications to Lamb's problem for a poroelastic half-space, *International Journal of Geomechanics*, ASCE, vol. 16, DOI: 10.1061/(ASCE)GM.1943-5622.0000530, 2015.

Zienkiewicz, O.C. et Shiomi, T., Dynamic behaviour of saturated porous media; the generalized Biot formulation and its numerical solution, *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, Vol. 8, pp. 71-96, 1984.