



**HAL**  
open science

# Exploring small-scale heterogeneities of the moon and the earth

Kévin Gillet

► **To cite this version:**

Kévin Gillet. Exploring small-scale heterogeneities of the moon and the earth. Earth and Planetary Astrophysics [astro-ph.EP]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2017. English. NNT : 2017TOU30310 . tel-01945330

**HAL Id: tel-01945330**

**<https://theses.hal.science/tel-01945330>**

Submitted on 5 Dec 2018

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

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



Université  
de Toulouse

# THÈSE

En vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

---

---

Présentée et soutenue le *20/12/2017* par :

**Kévin Gillet**

**Explorer les hétérogénéités de petite échelle de la Lune et  
de la Terre**

---

---

### JURY

NIKOLAI SHAPIRO  
ANTOINE MOCQUET  
SÉBASTIEN CHEVROT  
LAURENT STEHLY  
LUDOVIC MARGERIN  
MARIE CALVET  
RAPHAËL GARCIA

Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Examineur  
Directeur de thèse  
Co-directrice de thèse  
Invité

DR, IPGP, Paris  
Pr., LPG, Nantes  
DR, GET, Toulouse  
PhAd, ISTERre, Grenoble  
CR, IRAP, Toulouse  
PhAd, IRAP, Toulouse  
IR, ISAE, Toulouse

---

**École doctorale et spécialité :**

*SDU2E : Sciences de la Terre et des Planètes Solides*

**Unité de Recherche :**

*Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (UMR 5277)*



# Résumé

Au cours de leur propagation, les ondes sismiques sont atténuées par deux phénomènes : l'absorption causée par les propriétés anélastiques des matériaux, d'une part, et la diffusion ou "scattering" causée par la présence d'hétérogénéités de petite échelle dans le milieu d'autre part. L'objectif de cette thèse est de cartographier les propriétés de diffusion et d'absorption des ondes sismiques dans deux contextes géophysiques extrêmes présentant des échelles spatiales très différentes. La première partie du manuscrit est consacrée à la stratification d'hétérogénéité dans la Lune. À l'aide d'un modèle original de diffusion en géométrie sphérique, nous avons inversé les mesures de temps d'arrivée du maximum d'énergie et de décroissance de la coda sismique réalisées sur les données des missions Apollo. Nos inversions mettent en évidence un très fort contraste des propriétés de scattering entre le mégaréolithes très atténuant et le manteau lunaire profond transparent. L'atténuation est très largement dominée par le scattering et suggère la présence de fracturation jusqu'à environ 100 km de profondeur, affectant ainsi le manteau. Une nouvelle méthode d'estimation de la profondeur des séismes superficiels fondée sur les signaux diffus a été développée et permet de confirmer l'existence de failles actives autour de 50 km de profondeur. La deuxième partie de la thèse est consacrée à la structure d'atténuation de Taïwan, une région qui présente des structures géologiques très variées dans un contexte tectonique de double subduction. On utilise la MLTWA (Multiple Lapse Time Window Analysis) -une méthode fondée sur le rapport entre énergie cohérente et incohérente du signal sismique- pour imager les variations latérales d'atténuation. Dans un premier temps nous avons travaillé dans l'hypothèse classique de diffusion isotrope dans un demi-espace. Nos résultats mettent en évidence un niveau d'atténuation global très élevé ainsi que de forts contrastes des propriétés de scattering sur des échelles spatiales fines, de l'ordre de 10-20 km. La diffusion est particulièrement marquée dans les bassins de la côte ouest, le sud et la chaîne côtière associée à la collision avec l'arc volcanique de Luçon à l'est. L'absorption augmente graduellement vers l'est et atteint son maximum sous l'arc volcanique. L'examen de l'accord entre données et modèles a posteriori montre sans ambiguïté les limites de l'hypothèse de diffusion isotrope dans un demi-espace sur un ensemble de stations situées le long des côtes. Ceci nous conduit à explorer les effets de la diffusion

anisotrope dans un guide d'onde modélisant la croûte. La prise en compte de l'anisotropie améliore significativement l'accord du modèle aux données. En particulier, à basse fréquence (1-2 Hz), notre étude démontre la prédominance de rétro-diffusion. Ce résultat est compatible avec la présence de forts contrastes d'impédance dans la croûte et suggère la présence massive de fluides dans les zones de faille et de volcans à Taïwan. La mesure de l'anisotropie de la diffusion ouvre des perspectives nouvelles de caractérisation des hétérogénéités géophysiques de petite échelle.

## Abstract

During their propagation, seismic waves are attenuated by two phenomena : on one hand, absorption caused by the anelastic properties of the materials, and on the other hand, scattering caused by the presence of small-scale heterogeneities in the medium. The aim of this thesis is to map the properties of scattering and absorption of seismic waves in two extreme geophysical contexts with very different spatial scales. The first part of this memoir is devoted to the stratification of heterogeneities in the Moon. We use a new diffusion model in spherical geometry to invert measurements of the time of arrival of the maximum of energy and the seismic coda decay on data from the Apollo missions. Our inversions provide evidence of a very sharp contrast of scattering properties between the highly attenuating megaregolith and the transparent deep lunar mantle. Attenuation is largely dominated by scattering and suggests the presence of fractures down to about 100 km depth, into the mantle. A new method for estimating the depth of shallow moonquakes based on diffusive signals was developed and confirms the existence of active faults around 50 km deep. The second part of this thesis is devoted to the attenuation structure of Taiwan, a region with a wide variety of geological structures in the context of two subduction zones. We use the MLTWA (Multiple Lapse Time Window Analysis) -a method based on the ratio between the coherent and incoherent energy of the seismic signal- to image the lateral variations of attenuation. We worked first with the classical hypothesis of isotropic scattering in a half-space. Our results provide evidence for a globally high level of attenuation with sharp contrasts of scattering properties across small spatial scales, of the order of 10-20 km. Scattering is particularly strong in the basins of the west coast, southern Taiwan and the eastern Coastal Range associated with the collision with the Luzon volcanic arc. Absorption increases gradually eastwards and reaches a maximum below the volcanic arc. A posteriori examination of the fit between data and model shows unambiguously the limits of the hypothesis of isotropic scattering in a half-space for a number of stations located along the coasts. This leads us to explore the effects of anisotropic scattering in a guide for seismic waves representing the crust. Taking anisotropy into

account significantly improves the fitness of the model to the data. In particular, at low frequency (1-2 Hz), our study shows the prevalence of backscattering. This result is compatible with the presence of sharp contrasts of impedance in the crust and suggests the strong presence of fluids in fault zones and volcanoes in Taiwan. The measurement of scattering anisotropy opens new perspectives for characterizing small-scale geophysical heterogeneities.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>9</b>
Hétérogénéités de petite échelle dans la lithosphère . . . . .	9
Description d'un milieu hétérogène . . . . .	10
Objectifs . . . . .	14
<b>1 Propagation des ondes sismiques en milieu hétérogène</b>	<b>17</b>
1.1 La coda sismique . . . . .	17
1.1.1 L'origine des ondes de coda . . . . .	17
1.1.2 Diffusion . . . . .	19
1.1.3 Champ cohérent et champ diffus . . . . .	20
1.1.4 Régimes de transport . . . . .	21
1.1.5 Les effets de l'absorption et de la diffusion sur l'énergie . . . . .	22
1.1.6 Anisotropie de la diffusion . . . . .	24
1.2 Théorie du Transfert Radiatif . . . . .	24
1.2.1 L'Équation de Transfert Radiatif . . . . .	25
1.3 L'approximation de la diffusion . . . . .	26
1.3.1 Conditions pour l'approximation de diffusion . . . . .	26
1.3.2 L'équation de diffusion . . . . .	26
1.4 Méthodes de mesure . . . . .	27
1.4.1 Normalisation de la coda . . . . .	27
1.4.2 Mesure de l'atténuation à partir des ondes cohérentes . . . . .	28
1.4.3 Mesure de l'atténuation à partir des ondes diffuses . . . . .	29
1.5 Noyaux de sensibilité . . . . .	32
<b>2 Tomographie de la Lune par ondes diffuses</b>	<b>37</b>
2.1 Introduction au contexte géologique lunaire . . . . .	37
2.1.1 Formation et évolution de la Lune . . . . .	37
2.1.2 Résultats des missions Apollo . . . . .	38
2.1.3 Avancées majeures post-Apollo . . . . .	39
2.2 Introduction à l'étude de l'atténuation des ondes sismiques dans la Lune . . . . .	39



2.3	Profil de scattering de la Lune : implications pour les séismes superficiels et la structure du mégarégolithe . . . . .	40
2.3.1	Abstract . . . . .	40
2.3.2	Introduction . . . . .	41
2.3.3	Data processing and error analysis . . . . .	43
2.3.4	Model . . . . .	54
2.3.5	Inversion procedure and results . . . . .	57
2.3.6	Discussion . . . . .	64
2.3.7	Conclusion and future works . . . . .	66
2.4	Effet des structures géologiques de surface sur la coda sismique . . . .	67
2.5	Effet d'une potentielle couche partiellement fondue sur la coda sismique	68
<b>3</b>	<b>Atténuation des ondes sismiques à Taïwan</b>	<b>75</b>
3.1	Introduction . . . . .	75
3.1.1	Contexte sismotectonique . . . . .	75
3.1.2	Structure d'atténuation . . . . .	80
3.2	Spatial variations of absorption and scattering in Taiwan based on a MLTWA . . . . .	84
3.2.1	Abstract . . . . .	84
3.2.2	Introduction . . . . .	84
3.2.3	Method . . . . .	86
3.2.4	Results . . . . .	91
3.2.5	Discussion . . . . .	92
3.2.6	Conclusion . . . . .	102
<b>4</b>	<b>Anisotropie de la diffusion à Taïwan</b>	<b>103</b>
4.1	Introduction . . . . .	103
4.2	Limites du modèle isotrope . . . . .	103
4.3	Modèle . . . . .	106
4.3.1	Effet du saut de vitesse . . . . .	109
4.3.2	Effet de l'anisotropie du scattering . . . . .	110
4.4	Discussion . . . . .	113
4.5	Conclusion . . . . .	117
4.6	Annexe : Sensitivity kernels via non-analog Monte-Carlo simulations .	117
4.6.1	Canonical example : perturbation of the mean free path . . . .	118
4.6.2	Perturbation of scattering anisotropy . . . . .	121
4.6.3	Application to MLTWA . . . . .	122

<b>Conclusion</b>	<b>125</b>
Apports méthodologiques . . . . .	125
Nouveaux résultats . . . . .	126
Perspectives . . . . .	127



# Introduction

## Hétérogénéités de petite échelle dans la lithosphère

Cette thèse se propose d'explorer les hétérogénéités de petite échelle par le biais de la sismologie. Nous allons dans un premier temps présenter les hétérogénéités qui peuvent influencer sur la propagation des ondes sismiques. La lithosphère est constituée de roches très diverses impliquant une variété de processus, et dont la composition peut varier notablement dans un espace restreint. Des mesures effectuées en laboratoire permettent d'illustrer la variabilité de la vitesse de propagation des ondes sismiques dans différents types de roches (Tab. 1). À une échelle plus petite, chaque minéral possède des propriétés élastiques distinctes (Tab. 2), et la proportion des minéraux dans une roche influe sur ses propriétés physiques.

De plus, l'histoire géologique d'une région peut accroître l'hétérogénéité. On peut citer comme exemple les intrusions magmatiques. Les dykes ou les sills qui en résultent peuvent présenter des compositions très différentes des roches encaissantes, et ce sur de petites échelles spatiales, un dyke pouvant mesurer de moins d'un centimètre à plusieurs mètres d'épaisseur. Les roches sédimentaires sont susceptibles de présenter une forte hétérogénéité, notamment par une variation dans la source des sédiments ou la porosité. On peut ajouter que les propriétés d'une roche peuvent être anisotropes, avec pour causes possibles le dépôt horizontal de sédiments ou l'orientation préférentielle d'un réseau cristallin. La présence de fractures dans une roche est également une cause d'hétérogénéité très importante, modifiant les propriétés élastiques des roches. Les propriétés des roches peuvent être localement modifiées

Roche	Localisation	$V_p(km/s)$	$V_s(km/s)$
Granite	Rhode Island, USA	5,76	3,23
Quartz monzonite	Rhode Island, USA	5,26	2,89
Andésite	Colorado, USA	5,23	2,73
Basalte	Allemagne	5,0-6,4	2,7-3,2
Calcaire	Texas, USA	5,71-6,03	3,04-3,04
Ardoise	Massachusetts, USA	4,27	2,86

TABLE 1 – Vitesse des ondes P et S dans différents types de roches de la croûte terrestre (issues de Press, 1966)

Propriété	Unité	Quartz	Grenat	Forstérite	Chaux
Module d'élasticité	kbar	377	1770	973	1059
Module de rigidité	kbar	444	943	574	761
Coefficient de Poisson		0,077	0,274	0,254	0,210
$V_p$	km/s	6,047	8,531	7,586	7,945
$V_s$	km/s	4,092	4,762	4,359	4,812

TABLE 2 – Propriétés élastiques de différents minéraux (issues de Anderson et al., 1968)

du fait de la tectonique, qui déplace des roches les unes par rapport aux autres et peut mettre en contact des roches d'origine différente, et qui peut engendrer du métamorphisme modifiant localement les propriétés des roches.

La présence de fluides dans la croûte constitue une autre source d'hétérogénéités, susceptible de générer l'atténuation des ondes sismiques. O'Connell and Budiansky (1977) montrent que dans un milieu saturé en fluides, le flux de fluides entre failles génère la plus grande partie de l'atténuation.

On note enfin qu'il est maintenant possible de détecter des variations temporelles des hétérogénéités de petite échelle. Par exemple, Obermann et al. (2013) utilisent des mesures de décohérence liées à des éruptions du Piton de la Fournaise, sur l'île de la Réunion. Ils parviennent à détecter une intrusion magmatique 30 jours avant une éruption et localisent des signaux précurseurs aux zones d'éruption. Ces résultats montrent l'évolution temporelle de la distribution des hétérogénéités dans ce milieu, une évolution causée par la dynamique interne.

## Description d'un milieu hétérogène

L'existence des hétérogénéités de petite échelle peut être directement observée par des mesures de vitesse et densité dans des forages. Un exemple est montré sur la Fig 1, représentant les mesures in-situ de vitesses sismiques et densité dans la région de Kyushu au Japon. Sur cette figure, des discontinuités majeures marquant les limites de grandes unités lithologiques peuvent être observées. Cependant, on remarque également que chaque unité est intrinsèquement hétérogène : les propriétés physiques y fluctuent de façon aléatoire. Ce sont ces fluctuations dites de "petite échelle" qui vont être à l'origine de la complexité de la propagation des ondes sismiques courte période dans la croûte terrestre. Sur la Fig 1 (droite), on observe en outre des corrélations claires entre les vitesses sismiques et la densité. Ce type d'information va permettre de simplifier considérablement le traitement statistique de la propagation en milieu désordonné. Nous allons maintenant introduire les outils statistiques qui permettent de décrire la distribution des hétérogénéités dans le milieu.

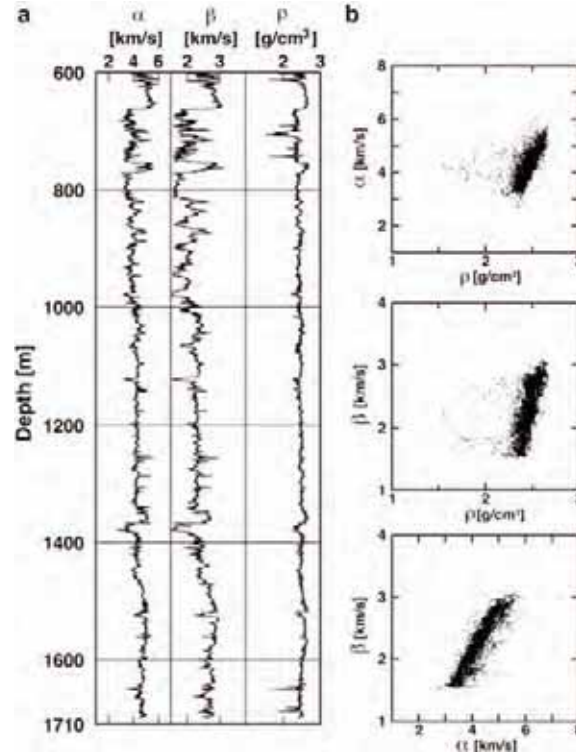


FIGURE 1 – (a) Vitesses des ondes P et S et masse volumique en fonction de la profondeur dans le puits YT2 à Kyushu, Japon. (b) Graphiques montrant les corrélations entre ces trois propriétés physiques mesurées à la même profondeur (d’après Shiomi et al., 1997)

Dans le cadre de cette thèse, on décrit les caractéristiques génériques des hétérogénéités en introduisant un ensemble de milieux aléatoires partageant certaines propriétés statistiques. On caractérise ces milieux à l’aide d’une fonction de corrélation à deux points ou, de façon équivalente, par un spectre d’hétérogénéité.

Concrètement, la vitesse des ondes  $V$  est vue comme la somme d’une vitesse moyenne  $V_0$  et de fluctuations induites par les hétérogénéités, ce que l’on exprime mathématiquement comme suit :

$$V(\mathbf{x}) = V_0 + \delta V(\mathbf{x}) = V_0[1 + \xi(\mathbf{x})] \quad (1)$$

Si on prend un ensemble de milieux aléatoires  $\{\xi\}$ , la vitesse moyenne est telle que  $V_0 = \langle V(\mathbf{x}) \rangle$  et  $\langle \xi(\mathbf{x}) \rangle = 0$ , avec  $\xi(\mathbf{x}) \equiv \delta V(\mathbf{x})/V_0$  la variation relative de vitesse. Nous ignorerons les variations temporelles et supposerons que les fluctuations ne dépendent que de la position  $\mathbf{x}$ .

On introduit la fonction de corrélation des fluctuations de vitesse définie par :

$$R(\mathbf{x}) \equiv \langle \xi(\mathbf{y})\xi(\mathbf{y} + \mathbf{x}) \rangle \quad (2)$$

L’équation (2) n’est valable que pour les milieux invariants par translation. Cette

hypothèse n'est en général pas vérifiée dans nos applications mais il est possible d'autoriser des variations "lentes" de  $R$ , c'est-à-dire sur des échelles spatiales beaucoup plus grandes que la longueur de corrélation introduite ci-dessous. Pour plus de simplicité, nous nous limiterons au cas statiquement homogène en gardant à l'esprit que ce n'est pas une limite de la théorie. Si en outre les milieux étudiés sont statistiquement isotropes, la fonction de corrélation ne dépend que de la distance  $r \equiv |\mathbf{x}|$ . La variance des fluctuations sera notée  $\epsilon^2 \equiv R(0)$ . On fera également l'hypothèse qu'il existe dans le milieu une longueur caractéristique  $a$ , appelée rayon (ou longueur) de corrélation, telle que la fonction de corrélation devient négligeable au-delà de quelques  $a$  ( $R \ll \epsilon^2$  pour  $r \gg a$ ).

La transformée de Fourier de la fonction de corrélation donne le spectre d'hétérogénéité :

$$\begin{aligned} P(\mathbf{m}) = P(m) = \tilde{R}(\mathbf{x}) &= \iiint_{-\infty}^{\infty} R(\mathbf{x}) e^{-i\mathbf{m}\mathbf{x}} d\mathbf{x}, \\ R(\mathbf{x}) = R(r) &= \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint_{-\infty}^{\infty} P(\mathbf{m}) e^{i\mathbf{m}\mathbf{x}} d\mathbf{m} \end{aligned} \quad (3)$$

avec  $\mathbf{m}$  le vecteur de nombre d'onde et  $m = |\mathbf{m}|$ . Ainsi le spectre d'hétérogénéité décrit comment la variance des fluctuations est distribuée sur les différentes échelles de longueur du milieu. En accord avec l'hypothèse d'existence d'une longueur de corrélation, le spectre d'hétérogénéité est plat jusqu'à  $m = 1/a$  et décroît pour  $m > 1/a$ . Dans le cas des milieux géophysiques, cette décroissance est en général décrite par une loi de puissance. Cette hypothèse est en particulier appuyée par l'analyse des mesures in situ en forage telles que celles représentées sur la Fig 1.

Pour une surface irrégulière, le spectre d'hétérogénéité va contrôler son aspect, sa texture. La surface est-elle plutôt lisse, plutôt rugueuse ? Existe-t-il une longueur caractéristique (longueur de corrélation) ? La surface est-elle striée (anisotropie de forme) ? Toutes ces questions peuvent également être formulées pour les hétérogénéités 3-D de la Terre. Ainsi, c'est une tomographie "texturale" que l'on cherche in fine à développer à travers ces travaux de recherche. Afin d'illustrer ces idées, on représente sur la Fig 2 les variations de vitesse dans des milieux aléatoires possédant tous la même longueur de corrélation, mais des spectres d'hétérogénéité différents. Pour générer les milieux représentés sur la Fig 2, on procède comme suit : en posant  $\tilde{\xi}(\mathbf{m}) = \sqrt{P(\mathbf{m})}$ , on synthétise un milieu aléatoire  $\xi(\mathbf{x})$  dans l'espace en utilisant la transformée de Fourier :

$$\xi(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint_{-\infty}^{\infty} \sqrt{P(\mathbf{m})} e^{i\phi(\mathbf{m})} e^{i\mathbf{m}\mathbf{x}} d\mathbf{m} \quad (4)$$

avec un terme de phase  $\phi(\mathbf{m})$  aléatoire et équidistribué entre 0 et  $2\pi$ . Le spectre d'hétérogénéité  $P$  étant fixé, différentes réalisations de la fonction aléatoire  $\phi$  per-

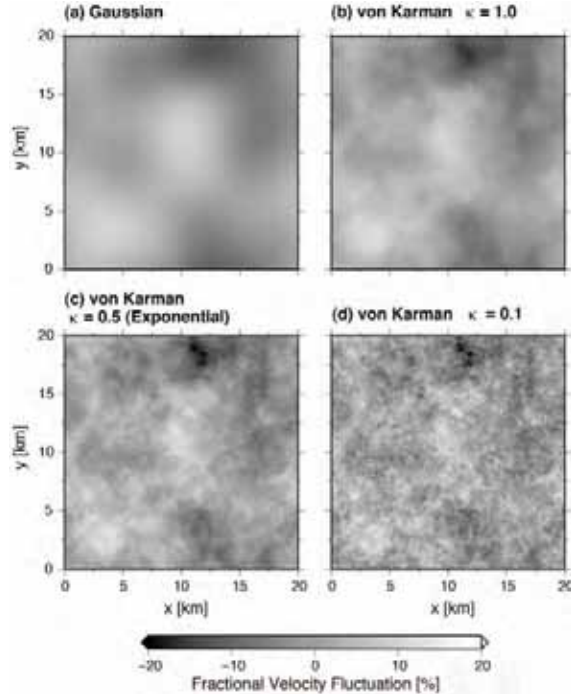


FIGURE 2 – Spectres de milieux aléatoires, avec  $a = 5$  km et  $\epsilon = 0.05$ . (a) : type Gaussien. (b), (c), (d) : type von Kármán ( $\kappa = 1,0, 0,5, 0,1$  respectivement) (d’après Sato et al., 2012)

mettent de reconstruire différentes réalisations de milieux aléatoires possédant les mêmes caractéristiques statistiques à l’ordre 2.

La Fig 2a représente un milieu généré avec une fonction de type Gaussienne, avec peu de composantes à courte longueur d’onde. La fonction de corrélation exponentielle (Fig 2c) obéit à une loi de puissance pour les nombres d’onde élevés. L’extension de la fonction de corrélation exponentielle est la fonction de corrélation de von Kármán (Fig 2b-d). Son expression est :

$$R(\mathbf{x}) = R(r) = \frac{\epsilon^2 2^{1-\kappa}}{\Gamma(\kappa)} \left(\frac{r}{a}\right)^\kappa K_\kappa\left(\frac{r}{a}\right) \text{ pour } \kappa = 0 \sim 1, \quad (5)$$

avec le spectre d’hétérogénéité correspondant :

$$P(\mathbf{m}) = P(m) = \frac{8\pi^{3/2}\Gamma(\kappa + 3/2)\epsilon^2 a^3}{\Gamma(\kappa)(1 + a^2 m^2)^{\kappa+3/2}} \propto (am)^{-2\kappa-3} \text{ pour } am \gg 1. \quad (6)$$

Ce spectre obéit à une loi de puissance pour les nombres d’onde élevés, avec une décroissance contrôlée par  $\kappa$ . Il permet de générer des milieux riches en composantes à courte longueur d’onde, ce qui le rend approprié pour générer des modèles de Terre réalistes. Nous utiliserons en particulier le spectre obtenu dans la limite  $\kappa \rightarrow 0$  que l’on appelle fonction de corrélation de Henyey-Greenstein et qui est particulièrement riche en petites échelles.



## Objectifs

L'outil de caractérisation que nous utilisons dans cette thèse est fondamentalement de nature stochastique. Ainsi, on ne cherche pas à cartographier tout le détail des fluctuations des propriétés sismiques à l'échelle centimétrique car cela aurait de toute façon peu d'intérêt. L'idée est de retrouver les caractéristiques principales des hétérogénéités en inversant leur spectre, ce qui constitue le Graal de l'approche stochastique. Malheureusement, cette inversion est rendue compliquée par les phénomènes de multi-diffusion des ondes. On va donc en pratique se contenter de paramètres intégrés comme le facteur de qualité ou les longueurs caractéristiques d'atténuation : libre parcours moyen de diffusion (ou scattering) et d'extinction (qui inclut les effets de dissipation). Le coeur de cette thèse consiste donc à caractériser les hétérogénéités de petite échelle en s'appuyant sur des observations de l'atténuation des ondes sismiques.

Le chapitre 1 expose la théorie se rapportant à l'atténuation. Les ondes de coda, qui constituent l'observable sur lequel se base l'étude de l'atténuation, sont présentées. Les théories de diffusion simple et diffusion multiples sont expliquées. Nous abordons ensuite la théorie la plus robuste pour décrire la diffusion de l'énergie sismique dans le milieu de propagation, la Théorie du Transfert Radiatif, avant d'introduire l'approximation de diffusion utilisée dans cette étude. Nous mentionnons également les différentes méthodes existantes pour étudier l'atténuation. L'étude de l'atténuation des ondes sismiques dans la Lune constitue le chapitre 2. Par rapport à la Terre, la Lune fait office de cas extrême, avec une diffusion beaucoup plus importante et une absorption moindre. Notre objectif pour cette partie est de caractériser grâce à l'atténuation des ondes sismiques le mégarégo-lite, une couche de surface de la Lune très hétérogène. Nous introduisons les spécificités du cas lunaire, puis les observables utilisées. Un modèle de diffusion est présenté, suivi d'une discussion des résultats et leurs implications pour la structure de la Lune. Le chapitre 3 porte sur l'étude de l'atténuation à Taïwan, une région au contexte tectonique complexe. Nous utiliserons l'étude de l'absorption et de la diffusion afin de tenter de préciser notre connaissance de cette structure complexe. Nous présenterons le contexte de Taïwan, les données utilisées, et la méthode employée, la "Multiple Lapse Time Window Analysis". Nous discuterons ensuite les cartes d'atténuation obtenues par inversion des résultats de la MLTWA en termes d'imagerie de la structure de Taïwan. Le chapitre 4 présente les travaux effectués dans la continuité de la MLTWA à Taïwan présentée dans le chapitre 3. Une analyse approfondie de nos résultats permet de mettre en lumière les limites des modèles de diffusion isotrope dans le cas de Taïwan. On envisage alors différentes pistes pour tenter d'améliorer le modèle, dont on présente les résultats. Nous terminerons par une discussion sur les suites

possibles à donner aux travaux présentés dans ce document.



# Chapitre 1

## Propagation des ondes sismiques en milieu hétérogène

### 1.1 La coda sismique

#### 1.1.1 L'origine des ondes de coda

Les hétérogénéités de petite échelle ont un impact très puissant sur la propagation des ondes sismiques pour des périodes inférieures à quelques secondes. L'hétérogénéité se manifeste en particulier par deux phénomènes fondamentaux : (1) L'atténuation des ondes sismiques à l'origine de la décroissance exponentielle de l'amplitude des ondes balistiques avec la distance parcourue ; (2) La génération de la coda sismique par diffusion des ondes sur les hétérogénéités traversées. Afin de visualiser ce qu'est la coda sismique, nous commencerons par présenter un sismogramme (Fig 1.1). Le signal représenté provient d'une station sismique du réseau taïwanais, et a été filtré dans la bande de fréquence 1-2 Hz. À 19 s, on observe l'arrivée directe de l'onde P. L'énergie suivant cette arrivée directe est appelée la "coda" de l'onde P. À 28 s, on observe l'arrivée directe de l'onde S, suivie d'un signal dont l'amplitude décroît régulièrement avec le temps, appelé "coda" de l'onde S. C'est généralement cette coda de l'onde S que l'on désigne lorsqu'on parle de coda sismique. C'est également cette partie du signal qui nous intéresse dans ce travail. La coda apparaît comme un signal aléatoire qui décroît exponentiellement, et peut durer plusieurs dizaines de secondes, voire plusieurs minutes. Dans leur papier classique, Aki and Chouet (1975) écartent un certain nombre d'hypothèses sur l'origine de la coda sismique. En particulier, ce signal ne peut être causé directement par la complexité de la source, car la radiation ne dure que quelques secondes au maximum pour les petits séismes crustaux qui montrent pourtant une coda de très longue durée. De même, les hypothèses selon laquelle la coda est générée (1) par des aftershocks, (2) par de la dispersion d'ondes de surface en milieu tabulaire, sont réfutées par l'analyse

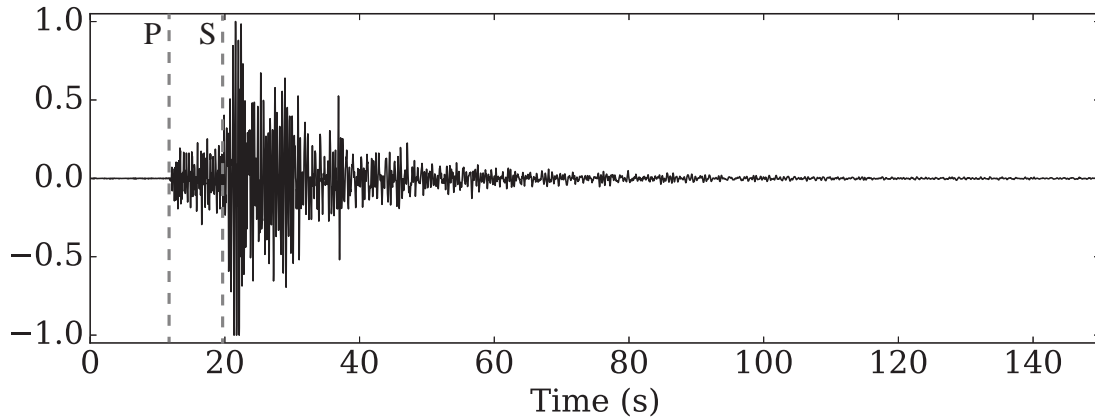


FIGURE 1.1 – Sismogramme enregistré par la station YUS. Le signal est filtré passe-haut à 0,5 Hz. Les arrivées des ondes P et S sont indiquées par les lignes pointillées.

de données de réseaux denses. On observe en effet que les trains d'ondes constituant la coda arrivent selon des azimuts différents de celui de la source avec des vitesses apparentes correspondant à des ondes de volume. Toute l'énergie de la coda provient bien sûr de la source, mais a atteint la station sismique après avoir suivi un chemin différent de, et par conséquent plus long que, celui des ondes directes. Le fait que la coda soit décrite par une décroissance exponentielle, dans laquelle on n'observe pas de pics secondaires, montre qu'il y a une large distribution de trajets plus longs.

L'ensemble des observations est expliqué de façon naturelle si on conçoit la coda comme un ensemble d'ondes diffusées par des hétérogénéités présentes dans le milieu de propagation. Ainsi, dans la Fig 1.1, les arrivées directes des ondes P et S sont des ondes ayant suivies le trajet direct entre la source et la station, sans avoir été diffusées par des hétérogénéités. On les appelle donc ondes cohérentes, dans le sens où elles ont conservé le même paramètre de ray au cours de leur propagation. La coda, en revanche, est composée d'ondes qui ont été diffusées dans différentes directions sur leur trajet. On parle d'ondes incohérentes car elles ne sont plus en phase avec les ondes directes. Plus ces ondes ont été déviées, par un grand nombre de diffusions ou par une modification importante de leur direction de propagation, plus leur énergie arrive tard dans la coda. La théorie du transfert radiatif, introduite ci-dessous dans la section 1.2 permet de modéliser physiquement le transfert d'énergie en ondes cohérentes et incohérentes en milieu hétérogène, et explique la décroissance d'énergie observée dans la coda sismique.

Même s'il existe un consensus sur l'origine de la coda (scattering ou diffusion par des hétérogénéités), une controverse persiste sur le régime de propagation des ondes de coda : s'agit-il de diffusion simple ou de diffusion multiple ? Une des conséquences importantes de la diffusion multiple dans un milieu hétérogène est l'équipartition. Chaque événement de diffusion va entraîner des conversions entre ondes P et S. La

diffusion multiple stabilise le rapport d'énergie S/P. Cette stabilisation a par exemple été observée au Mexique par Shapiro et al. (2000). Ainsi, la diffusion multiple fait disparaître la polarisation de la source sismique. L'observation d'un rapport S/P stable est un bon indicateur de diffusion multiple dans le milieu de propagation.

On va maintenant présenter la diffusion causée par les hétérogénéités de petite échelle sur le plan théorique, en partant de la diffusion simple pour arriver jusqu'à la diffusion multiple. On montrera ensuite comment la diffusion génère un champ diffus en plus du champ cohérent, comment les énergies relatives dans ces deux champs définissent différents régimes de transport, et comment la théorie du transfert radiatif permet d'exprimer le transfert d'énergie du champ cohérent au champ diffus. Enfin, on introduira la mesure de l'atténuation sur les ondes cohérentes, et comment la mesure de l'atténuation sur les ondes diffuses permet une interprétation en termes d'hétérogénéités de petite échelle présentes dans le milieu.

### 1.1.2 Diffusion

Le champ incident total arrivant dans une région hétérogène du milieu de propagation peut s'écrire comme :

$$E(r) = E_0(r) + \int G_0(r, r', \omega) V(r') E(r') d^3 r' \quad (1.1)$$

où  $E$  est le champ total,  $E_0$  est le champ incident,  $G_0$  est la fonction de Green du milieu, et  $V$  est le potentiel de scattering ou diffusion du milieu hétérogène.

S'il y a peu de diffuseurs dans le milieu, on peut supposer que chaque diffuseur ne reçoit que de l'énergie incidente. En d'autres termes, l'énergie n'est diffusée qu'une fois lors de sa propagation dans le milieu. La figure 1.2 illustre la propagation de l'énergie dans un milieu dans le cas de la diffusion simple ou multiple. Dans le cas de la diffusion simple, on peut écrire le champ en utilisant l'approximation de Born :

$$E(r) = E_0(r) + \int G_0(r, r', \omega) V(r') E_0(r') d^3 r' \quad (1.2)$$

Dans un milieu où la densité de diffuseurs est plus importante, l'hypothèse de diffusion simple n'est plus valide. Dans ce cas, le champ qui rencontre un diffuseur est constitué d'une part d'un champ incident et d'autre part d'un champ qui a déjà subi un nombre indéfini de diffusions par d'autres diffuseurs (Fig 1.2). Cela peut s'exprimer simplement par des itérations successives d'événements de diffusion simple. Si on réécrit l'Eq. 1.1 sous une forme plus compacte :

$$E(r) = E_0(r) + G_0 V E \quad (1.3)$$

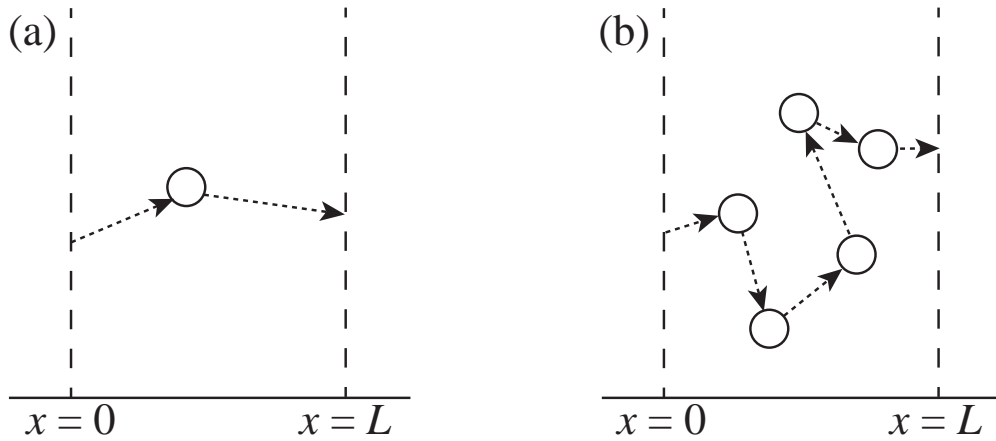


FIGURE 1.2 – Schéma représentant la propagation de l'énergie, symbolisée par les flèches en pointillés, dans un milieu sur une épaisseur  $L$ , dans le cas de la diffusion simple (a), et de la diffusion multiple (b). Les cercles représentent des événements de diffusion.

on peut écrire le champ pour la diffusion multiple comme :

$$E(r) = E_0(r) + G_0 V E_0 + G_0 V G_0 V E_0 + G_0 V G_0 V G_0 V E_0 + \dots \quad (1.4)$$

où les termes successifs du membre de droite représentent le champ incident, le champ ayant subi une diffusion, deux diffusions, trois, et ainsi de suite.

### 1.1.3 Champ cohérent et champ diffus

Les équations écrites précédemment décrivent une seule réalisation de milieu hétérogène. Comme on l'a indiqué dans l'introduction, on cherche à déterminer les caractéristiques générales des hétérogénéités dans le milieu, et non pas le détail des caractéristiques d'une réalisation. Ainsi, le champ d'onde sismique,  $E(r)$  peut s'écrire sous la forme :

$$E(r) = \langle E(r) \rangle + E_D(r) \quad (1.5)$$

avec  $\langle E(r) \rangle$  le champ cohérent et  $E_D(r)$  le champ diffus ou incohérent. Seul le champ cohérent, qui conserve son paramètre de rai tout au long de la propagation, survit lorsque l'on effectue une moyenne sur les réalisations, indiquée par les brackets  $\langle \rangle$ . Le champ incohérent dépend de la réalisation particulière considérée et s'annule en moyenne. Il est constitué d'ondes qui ont subi du scattering, et qui par conséquent "quittent" le champ cohérent pour former le champ diffus. Pour étudier le processus de transfert de l'énergie cohérente vers l'énergie incohérente, on introduit l'intensité du champ d'onde sismique  $\langle E_D E_D^* \rangle$ . L'intensité relative des champs cohérents et

diffus amène à la définition de différents régimes de transport détaillés dans la section 1.1.4. La section 1.1.5 montre comment l'absorption et la diffusion peuvent affecter l'intensité du champ total, ou des champs cohérent et diffus séparément. L'équation de transfert radiatif, détaillée en section 1.2, permet de décrire le transfert d'énergie entre champ cohérent et champ diffus.

### 1.1.4 Régimes de transport

Afin d'introduire les régimes de transport et les longueurs caractéristiques de la multi-diffusion, nous considérerons le cas simple d'une onde plane incidente sur un milieu désordonné constitué de diffuseurs discrets (inclusions). La décroissance exponentielle de l'énergie cohérente (ou balistique), connue sous le nom de loi de Beer-Lambert, est de la forme :

$$I_{bal} = I_0 \exp(-\rho\sigma_{ext}L) \quad (1.6)$$

où  $\rho$  est la densité de diffuseurs,  $\sigma_{ext}$  est la section efficace d'extinction et  $L$  est la distance parcourue par les ondes dans le milieu absorbant et diffusant.  $\sigma_{ext}$  est une surface effective représentant la probabilité d'extinction, de sorte que  $\sigma_{ext}I_{inc}$  est la puissance perdue par l'onde incidente. Étant donné qu'une onde sismique est atténuée par diffusion et absorption, la section efficace d'extinction peut être exprimée comme la somme suivante :

$$\sigma_{ext} = \sigma_a + \sigma_s \quad (1.7)$$

où  $\sigma_a$  est la section efficace d'absorption et  $\sigma_s$  est la section efficace de diffusion. Pour reprendre la définition de la section efficace d'extinction,  $\sigma_a I_{inc}$  est la puissance perdue par absorption et  $\sigma_s I_{inc}$  est la puissance diffusée.

On introduit le libre parcours moyen de diffusion  $l_s = (\rho\sigma_s)^{-1}$ .  $l_s$  représente la distance typique entre deux événements de diffusion. On peut maintenant exprimer l'intensité se propageant sur  $dz$  dans la direction  $Oz$  dans le milieu atténuant comme :

$$I_{bal}(z + dz) = I_{bal}(z) - \frac{dz}{l_s} I_{bal}(z) \quad (1.8)$$

Dans cette relation,  $I_{bal}(z)$  est l'intensité qui n'a pas encore été diffusée, et  $\frac{dz}{l_s} I_{bal}(z)$  l'intensité qui a été diffusée entre  $z$  et  $z + dz$ . On voit clairement dans cette relation comment l'intensité du champ cohérent décroît à cause de la diffusion.

À partir de  $l_s$ , on peut définir le facteur de qualité de diffusion  $Q_{sc}$  qui permet de décrire l'atténuation par diffusion, comme :  $Q_{sc} = \omega l_s / c$ , avec  $c$  la vitesse des ondes.

Grâce à  $l_s$ , la distinction entre les différents régimes de transport mentionnés



jusque là devient intuitive. Si on compare la distance de propagation  $L$  de l'énergie dans le milieu hétérogène à  $l_s$  :

- $L \ll l_s$  : régime balistique, la faible distance de propagation ne permet pas à l'énergie d'atteindre un diffuseur, le champ total correspond au champ cohérent
- $L \simeq l_s$  : régime de diffusion simple, la distance de propagation est suffisamment longue pour que l'énergie atteigne un diffuseur, un champ diffus apparaît, mais le champ total reste dominé par le champ cohérent
- $L \gg l_s$  : régime de diffusion multiple, la distance de propagation est suffisamment longue pour que l'énergie atteigne plusieurs diffuseurs, le champ cohérent s'affaiblit au profit du champ diffus

### 1.1.5 Les effets de l'absorption et de la diffusion sur l'énergie

#### Perte par absorption

Quand un flux d'énergie  $P_\omega$  centré sur une fréquence  $\omega$  se propage dans un milieu absorbant depuis  $s$  sur une distance  $ds$ , dans une direction  $\mathbf{u}$  perpendiculaire à la surface  $dS$ , une partie sera absorbée par l'élément de volume  $dV = dSds$ . Cette fraction absorbée  $dP$  s'écrit :

$$dP_\omega(s + ds, \mathbf{u}, t) = -\mu_a P_\omega(s, \mathbf{u}, t) ds \quad (1.9)$$

où  $\mu_a$  est le coefficient d'absorption en  $m^{-1}$ .  $\mu_a$  est l'inverse de  $l_a$ , le libre parcours moyen d'absorption, ou longueur d'absorption, défini à partir de la section efficace d'absorption. De la même façon que pour la diffusion, on peut à partir de  $l_a$  définir un facteur de qualité d'absorption  $Q_i$  tel que :  $Q_i = \omega l_a / c$ . Cette absorption affecte toutes les ondes se propageant dans le milieu.

#### Perte par diffusion

L'énergie qui se propageait initialement dans la direction  $\mathbf{u}$  peut être diffusée dans une autre direction  $\mathbf{u}'$ . Ceci engendre une perte d'énergie supplémentaire en plus de la perte par absorption, et un transfert d'énergie du champ cohérent au champ diffus. De la même façon que pour la perte par absorption, on utilise le libre parcours moyen de diffusion, ou longueur de diffusion,  $l_s$ , et son inverse, le coefficient de diffusion  $\mu_s$ .

L'absorption et la diffusion contribuent donc toutes deux à la perte d'énergie. La somme de ces contributions définit le coefficient d'extinction mentionné plus tôt :

$$\mu_{ext} = \mu_a + \mu_s \quad (1.10)$$

à partir duquel on définit la longueur d'extinction  $l_{ext} = 1/\mu_{ext}$ .

La part de ces deux phénomènes dans l'atténuation varie d'un milieu de propagation à l'autre, de milieux principalement absorbants à des milieux principalement diffusants. On introduit une nouvelle grandeur, l'albédo sismique, qui rend compte de la contribution relative des deux phénomènes :

$$B_0 = \frac{\mu_s}{\mu_a + \mu_s} \quad (1.11)$$

$B_0 = 0$  signifie un milieu purement absorbant,  $B_0 = 1$  un milieu purement diffusant. La notion d'albédo sismique est directement comparable à cette notion dans le domaine du visible : un objet apparaît noir lorsqu'il absorbe les rayonnements et n'en diffuse pas, ou blanc lorsqu'il diffuse tout le rayonnement incident et n'en absorbe pas. En termes sismiques, un milieu contenant beaucoup de fluides absorbe fortement l'énergie sismique, ce qui se traduit par un albédo sismique faible. À l'inverse, un milieu sec et contenant de nombreuses hétérogénéités absorbe peu d'énergie et en diffuse beaucoup, pour un albédo sismique fort.

### Gain par diffusion

De manière réciproque à la situation décrite pour le champ se propageant dans la direction  $\mathbf{u}$ , l'énergie qui se propage initialement dans une direction différente  $\mathbf{u}'$  peut être diffusée dans la direction étudiée  $\mathbf{u}$ . Cela fait de la diffusion un processus qui peut à la fois réduire et accroître la quantité d'énergie se propageant dans une direction donnée. L'apport d'énergie ajouté dans la direction  $\mathbf{u}$  par diffusion entre  $s$  et  $s + ds$  est :

$$dP(s + ds, \mathbf{u}, t) = \frac{\mu_s}{4\pi} \int_{4\pi} p(\mathbf{u}, \mathbf{u}') P_\omega(s, \mathbf{u}', t) d\mathbf{u}' ds \quad (1.12)$$

où  $p(\mathbf{u}, \mathbf{u}')$  est la fonction de phase. La fonction de phase décrit l'anisotropie de la diffusion en donnant la probabilité qu'une onde se propageant dans la direction  $\mathbf{u}'$  soit déviée dans la direction  $\mathbf{u}$ . Il existe plusieurs formulations de la fonction de phase selon le type de milieu de propagation. Dans cette thèse, on considère des milieux statistiquement isotropes. La fonction de phase ne dépend alors que de l'angle entre la direction d'incidence et la direction après diffusion. La diffusion elle-même peut être isotrope ou anisotrope. Dans le cas d'une diffusion anisotrope, le diagramme de radiation de l'énergie diffusée possède une symétrie de révolution autour de la direction incidente  $\mathbf{u}'$ .

### 1.1.6 Anisotropie de la diffusion

Dans le cas des ondes scalaires, quand les hétérogénéités dans le milieu sont de taille inférieure à la longueur d'onde, la diffusion est isotrope ( $p$  est indépendante de  $\mathbf{u}$  et  $\mathbf{u}'$ ). Si les hétérogénéités sont de taille similaire ou supérieure à la longueur d'onde, l'énergie sera diffusée préférentiellement vers l'avant. Cette anisotropie peut être quantifiée par un paramètre  $g$ , égal à la moyenne angulaire du cosinus de l'angle entre la direction incidente et la direction de l'énergie diffusée. Par exemple, dans le cas de la fonction de phase de Henyey and Greenstein (1941), on a :

$$p_{HG}(\mathbf{u}, \mathbf{u}') \equiv \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos \psi)^{3/2}} \quad (1.13)$$

avec  $\sin^2 \frac{\psi}{2} = \frac{1 - \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}'}{2}$ . Le paramètre  $g$  représente la fraction d'énergie diffusée vers l'avant ou vers l'arrière.  $g = 1$  correspond au cas où toute l'énergie est diffusée vers l'avant et  $g = -1$  au cas où toute l'énergie est rétro-diffusée.  $g = 0$  correspond au scattering isotrope.  $g$  peut être exprimé de la façon suivante :

$$\frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} p_{HG}(\mathbf{u}, \mathbf{u}') \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}' d^2\mathbf{u} = g \quad (1.14)$$

Cette expression permet de voir que  $g$  est la moyenne du cosinus de l'angle de diffusion pondérée par  $p_{HG}(\mathbf{u}, \mathbf{u}')$ .

Dans le cas des ondes scalaires, l'anisotropie de la diffusion est contrôlée uniquement par le spectre d'hétérogénéité. Dans le cas élastique, l'expression de l'anisotropie dépend à la fois d'un terme sensible à la fonction de corrélation et d'un terme exprimant les différences de propriétés élastiques entre le milieu et les hétérogénéités (les formulations complètes des coefficients de diffusion sont données dans la section 4.2.3.1 de Sato et al., 2012). Ces différences de propriétés peuvent être assimilées à des contrastes de vitesse ou des contrastes d'impédance (Wu and Aki, 1985). Les contrastes de vitesse diffusent essentiellement l'énergie vers l'avant, les contrastes d'impédance vers l'arrière. À basse fréquence,  $g$  est essentiellement influencé par les différences de propriétés entre le milieu et les hétérogénéités. À haute fréquence, l'influence de la fonction de corrélation domine, et  $g$  dépend de la distribution de taille des hétérogénéités.

## 1.2 Théorie du Transfert Radiatif

L'équation de transfert radiatif (ETR) décrit le transport de l'énergie dans un milieu hétérogène (Margerin et al., 1998). Elle indique que l'intensité spécifique  $I$  se propageant dans une direction  $\mathbf{u}$  résulte de l'intensité générée par la source dont

on retranche l'énergie diffusée dans d'autres directions  $\mathbf{u}'$  par interaction avec les hétérogénéités, et à laquelle on ajoute l'intensité provenant d'autres directions  $\mathbf{u}'$  diffusée dans la direction  $\mathbf{u}$ .

### 1.2.1 L'Équation de Transfert Radiatif

La variation d'énergie d'un paquet d'onde se propageant dans un angle solide élémentaire  $d\Omega$  centré sur la direction  $\mathbf{u}$  à travers un élément de volume  $dV$  dépend de l'extinction par absorption et diffusion, et du gain par diffusion.

On introduit la densité d'énergie  $u_\omega(s, \mathbf{u}, t)$ , définie comme :

$$u_\omega(s, \mathbf{u}, t) = \frac{L_\omega(s, \mathbf{u}, t)}{c} \quad (1.15)$$

où  $L_\omega(s, \mathbf{u}, t)$  est l'intensité spécifique,  $c$  la vitesse et  $s$  est la distance parcourue dans la direction  $\mathbf{u}$ . La variation d'énergie (transportée autour de la direction  $\mathbf{u}$ ) peut être exprimée comme :

$$\begin{aligned} u_\omega(s + cdt, \mathbf{u}, t + dt)dV = & u_\omega(s, \mathbf{u}, t)dV - (\mu_a + \mu_s)u_\omega(s, \mathbf{u}, t)dVcdt \\ & + \frac{\mu_s}{4\pi} \int_{4\pi} p(\mathbf{u}, \mathbf{u}')u_\omega(s, \mathbf{u}', t)d\mathbf{u}'dVcdt \end{aligned} \quad (1.16)$$

En réarrangeant cette expression, on obtient :

$$\frac{L_\omega(s + cdt, \mathbf{u}, t + dt) - L_\omega(s, \mathbf{u}, t)}{cdt} = -(\mu_a + \mu_s)L_\omega(s, \mathbf{u}, t) + \frac{\mu_s}{4\pi} \int_{4\pi} p(\mathbf{u}, \mathbf{u}')L_\omega(s, \mathbf{u}', t)d\mathbf{u}' \quad (1.17)$$

Pour  $dt \rightarrow 0$ , le membre de gauche devient :

$$\frac{1}{c} \frac{d}{dt} L_\omega(s, \mathbf{u}, t) = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s} = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \quad (1.18)$$

avec  $\nabla$  le gradient relatif à la position  $\mathbf{r}$ . On a alors l'équation de transfert radiatif :

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} L_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) + \mathbf{u} \cdot \nabla L_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) = -(\mu_a + \mu_s)L_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) + \frac{\mu_s}{4\pi} \int_{4\pi} p(\mathbf{u}, \mathbf{u}')L_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{u}', t)d\mathbf{u}' \quad (1.19)$$

Pour résumer, cette équation exprime que l'énergie se propageant dans la direction  $\mathbf{u}$  dans un volume  $dV$  d'un milieu absorbant et diffusant décroît à cause de l'absorption et de la diffusion dans toutes les directions de l'espace (premier terme du membre de droite) et augmente à cause de la diffusion de l'énergie en provenance d'autres directions  $\mathbf{u}'$  dans la direction  $\mathbf{u}$  (deuxième terme du membre de droite). La résolution de cette équation nécessite en général d'avoir recours à des méthodes numériques. Cependant, dans certains cas particuliers, des solutions analytiques ont

été obtenues. On utilisera par exemple la solution de Paasschens (1997) à partir du chapitre 3.

## 1.3 L'approximation de la diffusion

### 1.3.1 Conditions pour l'approximation de diffusion

L'ETR est un outil sophistiqué pour la modélisation de la propagation de l'énergie dans des milieux hétérogènes. Dans certains cas, cependant, on peut simplifier l'ETR en utilisant l'approximation de la diffusion. On peut l'employer si le temps de propagation est long par rapport au temps libre moyen de diffusion  $\tau_{sc} = l_{sc}/c$ . Après quelques temps libres moyens de diffusion  $\tau_{sc}$ , la composante balistique est perdue et toute l'énergie est transportée par la composante diffuse.

### 1.3.2 L'équation de diffusion

L'équation de diffusion suivante peut être dérivée de l'ETR dans la limite de la diffusion multiple (Margerin et al., 1998). On considère que la dépendance angulaire de l'intensité devient uniforme après un nombre suffisant de diffusions. L'intensité est alors proche de l'isotropie et on peut l'exprimer comme la somme d'une valeur moyennée sur les angles solides et d'un terme exprimant la légère déviation à l'isotropie. Mathématiquement, l'équation de diffusion est issue de l'ETR en effectuant un développement limité de l'intensité spécifique pour une faible anisotropie du flux d'énergie :

$$L_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} L_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) d^2u + \frac{3}{4\pi} \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{u} \quad (1.20)$$

avec  $\mathbf{J}$  le vecteur flux d'énergie. En reportant cette approximation dans l'équation de transfert radiatif et en effectuant une moyenne angulaire, on obtient :

$$\frac{\partial I}{\partial t} - \nabla(D \cdot \nabla I) + \frac{\omega I}{Q_i(\omega)} = \delta(r - r_s)\delta(t) \quad (1.21)$$

où  $I$  est l'intensité moyenne,  $Q_i$  est le facteur de qualité d'absorption,  $\omega$  est la fréquence angulaire et le terme de droite est un terme source. On peut exprimer le coefficient de diffusion  $D$  en fonction des grandeurs élémentaires  $\tau$  et  $p(\mathbf{u}, \mathbf{u}')$  :

$$D = \frac{c^2 \tau^*}{3} \quad (1.22)$$

où  $D$  est le coefficient de diffusion en  $\text{km}^2/\text{s}$ ,  $c$  la vitesse des ondes S et  $\tau^*$  le temps libre moyen de transport, défini par :

$$\tau^* = \tau_{sc} / \left( 1 - \int p(\mathbf{u}, \mathbf{u}') \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}' d\mathbf{u}' \right) \quad (1.23)$$

Il est à noter que l'approximation de diffusion ne décrit pas les ondes cohérentes et suppose donc que l'on se place à plusieurs libres parcours moyens de la source.

## 1.4 Méthodes de mesure

### 1.4.1 Normalisation de la coda

Le contenu d'un enregistrement sismique est influencé par trois types d'effets : les effets de source, les effets de propagation et les effets de site. Pour estimer un effet particulier, il faut s'affranchir des deux autres en passant par une étape de normalisation. Les effets de source permettent d'en savoir plus sur la taille des événements. Les effets de site décrivent l'influence des structures géologiques proches de la station qui enregistre le signal. Les effets de propagation incluent l'effet de la structure de vitesse et l'atténuation le long du trajet des ondes.

La méthode de normalisation de la coda (Sato et al., 2012; Aki, 1980) se base sur l'hypothèse suivante : au bout d'un temps donné  $t_c$ , l'énergie sismique est uniformément répartie dans un volume autour de la source. L'idée de cette méthode provient des observations que la longueur d'un sismogramme enregistré par un réseau régional est proportionnelle à la magnitude de l'événement, et que pour un séisme local, à un temps supérieur à deux fois le temps d'arrivée de l'onde S, les sismogrammes filtrés dans une bande de fréquence présentent une forme d'enveloppe commune indépendante de la distance source-récepteur, dont l'amplitude varie en fonction de la taille de la source et des effets de site. Si on considère la coda comme une superposition d'ondes diffuses, on peut écrire la puissance de la coda comme une convolution de la source, de la propagation et des effets de site.

#### *Mesure des effets de site*

Au temps  $t_c$  où l'énergie est uniformément répartie dans un volume contenant la source et deux stations, la différence d'amplitude entre les signaux issus d'une même source enregistrés aux deux stations est due à l'influence des effets de site. On obtient une mesure des amplitudes relatives entre les sites en faisant le rapport des amplitudes mesurées sur chaque signal au même temps. Pour les réseaux de stations, on peut définir les ratios d'amplitude de chaque station en fonction d'une station de référence. Effectuer une moyenne de rapports d'amplitude à différents temps permet d'améliorer la robustesse de cette mesure. Tsujiura (1978) a montré

que la coda est sensible à ces effets de site de la même façon que les ondes directes, ce qui constitue par ailleurs une observation supplémentaire que la coda est constituée d'ondes S diffusées. Plusieurs études ont utilisé cette méthode pour mesurer les facteurs d'amplification de site dans différentes régions du monde (Fehler et al., 1992; Kato et al., 1995; Takahashi et al., 2005).

#### *Mesure des effets de source*

Pour déterminer la taille des séismes, il faut corriger de la radiation anisotrope de la source et des effets de propagation. Ces corrections sont compliquées à réaliser, souvent par manque de stations, mais la méthode de normalisation de la coda permet de caractériser les différences de spectres de radiation de sources proches sans ces corrections. Le rapport utilisé ici est le rapport d'amplitudes entre deux signaux générés par deux sources différentes et enregistrés à la même station. Pour un ensemble d'événements, on choisit un événement de référence. On peut ici s'affranchir de la connaissance de la radiation de la source car on se place dans l'hypothèse où l'énergie, au temps  $t_c$ , est uniformément répartie dans le volume étudié. Cette méthode a par exemple été utilisée par Su et al. (1991) pour distinguer les séismes des tirs de mine et par Hartse et al. (1995) pour étudier la radiation de la source de séismes et d'explosions nucléaires.

### 1.4.2 Mesure de l'atténuation à partir des ondes cohérentes

Si on veut étudier les effets des variations latérales et de l'hétérogénéité sur la propagation des ondes, il faut s'affranchir des effets de source et de site. Pour cela, on normalise l'amplitude du signal par une moyenne de l'énergie dans une fenêtre à temps long dans la coda. Cette méthode a été introduite par Aki (1980), et a permis d'estimer l'atténuation au Japon et de mettre en évidence la dépendance fréquentielle de l'atténuation. Une fois affranchis des effets de source et de site, les variations d'amplitude d'un signal à l'autre forme une signature de l'atténuation, dont on présente maintenant un type de mesure.

On évoque ici rapidement d'autres méthodes utilisées afin de déterminer l'atténuation totale des ondes P et S. On utilise deux exemples, Wang et al. (2010b) et Cheng (2013), qui seront plus détaillés dans le chapitre 3. Wang et al. (2010b) utilisent les spectres de vitesse des ondes pour estimer un temps caractéristique d'atténuation  $t^*$ , et en déduire un facteur de qualité d'atténuation  $Q$  pour une structure de vitesse donnée. Cheng (2013) déduit l'accélération de l'onde S à partir de l'intensité et utilise des spectres d'accélération pour déterminer un facteur de qualité d'atténuation. Les limitations de ces méthodes sont de considérer  $Q$  indépendant de la fréquence et de ne pas prendre en compte les effets de site et de source. Enfin, le résultat est une mesure de l'atténuation totale, sans possibilité de séparer les

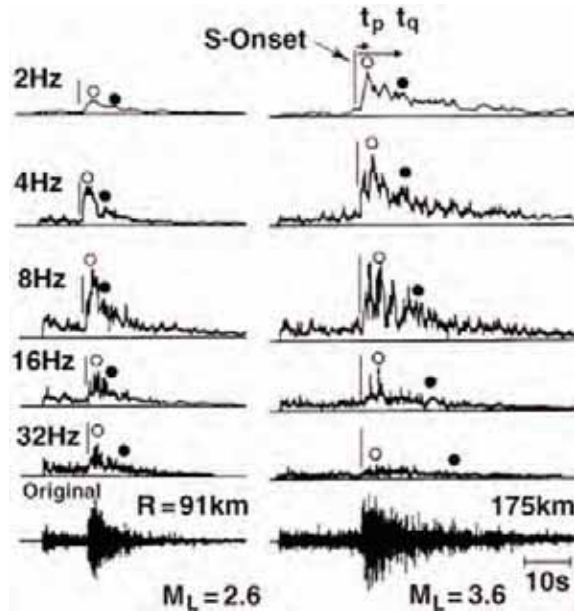


FIGURE 1.3 – Enveloppes de sismogrammes filtrés de deux séismes au sud-est de Honshu, Japon, enregistrés par la station ASO. Une barre verticale indique l’arrivée de l’onde S, des cercles vides indiquent le temps d’arrivée du maximum, des cercles pleins indiquent le temps d’arrivée du demi-maximum (d’après Sato, 1989)

contributions du scattering et de l’absorption. Or, le fait que l’atténuation soit due au scattering ou à l’absorption est la conséquence de caractéristiques très différentes du milieu de propagation. Par exemple, la présence de fluides dans la croûte génère une forte atténuation due à l’absorption. Si on veut utiliser l’atténuation pour mieux caractériser un milieu, il est donc nécessaire de séparer les contributions de l’absorption et du scattering. Ceci va être permis par l’utilisation des ondes diffuses.

### 1.4.3 Mesure de l’atténuation à partir des ondes diffuses

Sur les signaux provenant de milieux très hétérogènes, on observe un étalement temporel de l’énergie et que le maximum arrive plus tard dans la coda (1.3). Ce phénomène est associé à la diffusion multiple due aux hétérogénéités de petite échelle dans la lithosphère (Sato, 1989; Saito et al., 2002). Le temps d’arrivée du maximum, que l’on désignera ici par  $t_{max}$ , a par exemple été utilisé pour caractériser la diffusion dans la croûte au Japon (Sato, 1989; Obara and Sato, 1995; Saito et al., 2002; Takahashi et al., 2007, 2009).

La décroissance d’énergie dans la coda, comme montré précédemment, reflète les processus d’atténuation et dépend à la fois de la diffusion et de l’absorption. Aki and Chouet (1975) montrent de façon empirique que la décroissance de l’énergie dans la coda est de la forme :

$$E(t) = \frac{1}{t^\alpha} e^{-\frac{t}{\tau_d}} \quad (1.24)$$



avec  $\tau_d$  le temps caractéristique de décroissance du signal et  $\alpha$  un paramètre dépendant de la géométrie du milieu. À partir de  $\tau_d$ , on définit  $Q_c$ , le facteur de qualité de la coda, de la façon suivante :

$$Q_c = 2\pi f \tau_d \quad (1.25)$$

avec  $f$  la fréquence du signal. Dans le régime de diffusion simple,  $Q_c$  dépend à la fois de l'absorption et de la diffusion selon la relation :

$$Q_c^{-1} = Q_{sc}^{-1} + Q_i^{-1} \quad (1.26)$$

où  $Q_{sc}$  est le facteur de qualité de la diffusion et  $Q_i$  le facteur de qualité de l'absorption. On remarque que du point de vue de l'atténuation les ondes simplement diffusées se comportent comme les ondes cohérentes et ne permettent donc pas une séparation des processus de scattering et d'absorption. Dans le régime de multi-diffusion décrit précédemment (Sato et al., 2012) on a en revanche :

$$Q_c = Q_i \quad (1.27)$$

ce qui implique que les ondes multi-diffusées vont permettre de quantifier les processus. On remarque en outre que la mesure de  $Q_c$  est difficile à interpréter, car elle peut contenir une information sur l'atténuation due au scattering et/ou à l'absorption, sans nécessairement être sensible à la contribution relative des deux phénomènes.

On introduit maintenant une méthode qui a été développée afin de permettre la séparation du scattering et de l'absorption : la MLTWA ("Multiple Lapse Time Window Analysis"), proposée par Fehler et al. (1992). Une explication détaillée de cette méthode est présentée dans Sato et al. (2012). Les points principaux sont résumés ici. Cette méthode se base sur deux observations : le début du sismogramme d'ondes S est dominé par l'amplitude des ondes directes, qui dépend de l'atténuation totale du milieu, et la coda des ondes S est constituée d'ondes S diffusées, dont la décroissance va être contrôlée par l'absorption en régime de scattering multiple. Ainsi, en mesurant le rapport entre énergie cohérente et incohérente pour différents temps de propagation et différentes distances épacentrales, on peut espérer séparer les contributions de l'absorption et du scattering.

La MLTWA est basée sur la théorie du transfert radiatif dans laquelle on suppose un scattering isotrope dans un demi-espace à vitesse constante. Elle utilise le fait que les intégrales d'énergie dans différentes fenêtres dans la coda sont influencées par la force relative de l'absorption et du scattering. On applique cette méthode aux données enregistrées par une station afin d'obtenir une estimation des facteurs de qualité d'absorption et de scattering pour cette station. On utilise donc trois fenêtres

(dans le travail présenté dans le chapitre 3, 0-15 s, 15-30 s et 30-45 s après l'onde S directe) dans lesquelles on intègre la densité d'énergie. On corrige d'un facteur géométrique  $4\pi r^2$  et on normalise ces intégrales par l'intégrale dans une quatrième fenêtre (60-75 s après le temps origine) afin de supprimer les effets de source et de site (Aki, 1980).

L'inversion des données se fait ensuite en modélisant la densité d'énergie grâce à l'expression analytique obtenue par Paasschens (1997). On utilise une méthode de moindres carrés pour comparer les prédictions du modèle et les données. Le résultat est une estimation des valeurs de  $Q_{sc}^{-1}$  et  $Q_i^{-1}$ . La Fig 1.4 présente un exemple de données et de résultat du modèle sur une station du réseau taiwanais. On observe une plus large dispersion des données dans la première fenêtre, qui peut être expliquée par l'influence de la radiation de la source. La Fig 1.5 illustre l'effet du scattering et de l'absorption sur l'allure des courbes obtenues par la MLTWA. On observe que l'énergie dans les trois fenêtres augmente avec l'absorption. Cette observation s'explique par le fait que les intégrales d'énergie utilisées sont normalisées par l'intégrale d'énergie dans une quatrième fenêtre. L'absorption diminue notablement l'énergie dans la fenêtre de normalisation, ce qui a pour effet d'augmenter l'énergie normalisée des trois fenêtres de mesure. L'augmentation du scattering rapproche la quantité d'énergie présente dans la première fenêtre des deux autres fenêtres. En effet, en l'absence de scattering, l'essentiel de l'énergie sera issue des ondes directes, et apparaîtra donc dans la première fenêtre. Avec un fort scattering, l'énergie des ondes directes sera diffusée, avec pour effet une quantité d'énergie plus proche entre les trois fenêtres.

Le travail présenté dans Carcolé and Sato (2010) constitue un bon exemple d'application de cette méthode au Japon. Une partie de leurs résultats est reproduite en Fig 1.6. La forte densité de stations du réseau Hi-net (une station tous les 20-30 km) leur permet d'obtenir des cartes détaillées des variations latérales des paramètres d'atténuation. On observe une diminution des valeurs de  $Q_{sc}^{-1}$  et  $Q_i^{-1}$  avec la fréquence.  $Q_{sc}^{-1}$  atteint des valeurs supérieures à  $Q_i^{-1}$  à 1-2 Hz, mais devient environ 3 fois inférieur à 4-8 Hz. Ce résultat montre que le mécanisme d'atténuation dominant à basse fréquence est le scattering, et l'absorption à haute fréquence, du fait de la dépendance fréquentielle de  $Q_{sc}^{-1}$  et  $Q_i^{-1}$ . Les variations latérales sont d'un facteur 3 à 4 pour  $Q_{sc}^{-1}$  et d'un facteur 2 à 3 pour  $Q_i^{-1}$ . Enfin, on donne en Fig 1.7 les estimations des propriétés d'atténuation, d'albédo sismique, de scattering et d'absorption issues de plus de 20 études, compilées dans Sato et al. (2012). Ces études confirment la diminution des valeurs de  $Q_{sc}^{-1}$  et  $Q_i^{-1}$  avec la fréquence, et l'augmentation de la part de l'absorption dans l'atténuation totale avec la fréquence. Ces études montrent des variations d'un ordre de grandeur de ces paramètres entre les différentes régions étudiées.

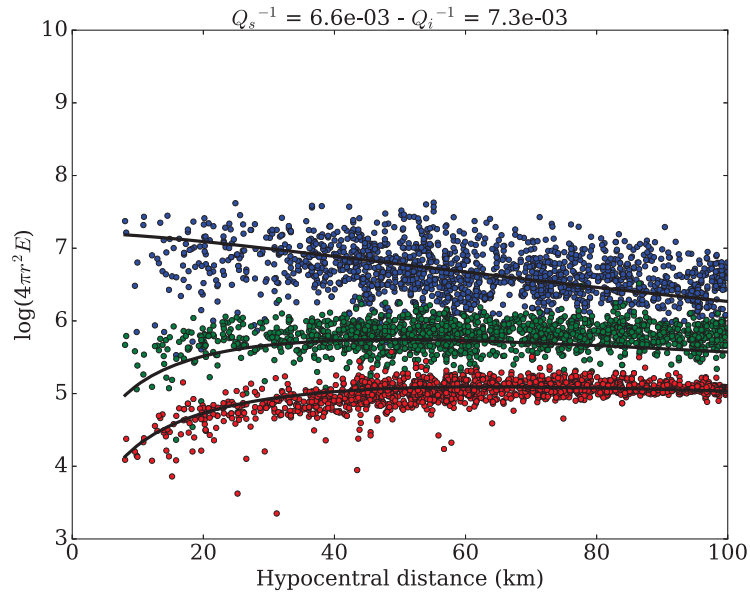


FIGURE 1.4 – Exemple de données et de résultat du modèle de MLTWA pour la station ALS à 1-2 Hz. Les données d’intégrale d’énergie mesurées dans les fenêtres 1, 2 et 3 sont représentées par les points bleus, verts et rouges respectivement. Les résultats du modèle sont représentés par les lignes.

## 1.5 Noyaux de sensibilité

On peut affiner les techniques précédentes en introduisant la sensibilité des ondes de coda à un changement local des propriétés de scattering et d’atténuation (Mayor et al., 2014). On utilise pour cela des noyaux de sensibilité (Fig 1.8).

Sur la Fig 1.8, les deux points indiquent la position de la source et de la station, et le périmètre délimité par la ligne noire correspond à la zone échantillonnée par les ondes à un temps donné, ici deux fois le temps d’arrivée de l’onde S. La vue classique, présentée à gauche de la figure, est de considérer une sensibilité spatialement uniforme des ondes de coda, sans distinction entre scattering et absorption. Les travaux de Mayor et al. (2014) permettent d’obtenir la “vraie” sensibilité des ondes de coda aux variations spatiales de propriété de scattering et d’absorption séparément. Au milieu de la figure, pour le scattering, les zones rouges (bleues) montrent qu’une augmentation de la force du scattering entraîne une diminution (augmentation) de l’amplitude de la coda à un temps donné. Si on compare les sensibilités représentées au milieu et à droite de la Fig 1.8, on constate que des perturbations de scattering et d’absorption induisent des effets très différents sur la coda, ce qui renforce l’idée selon laquelle il est possible de distinguer les contributions de ces deux phénomènes dans la coda. Même si nous n’utiliserons pas les noyaux développés par Mayor et al. (2014) dans cette thèse, le concept de sensibilité fera néanmoins surface au chapitre 4 lorsque nous examinerons le rôle de l’anisotropie de la diffusion sur la propagation

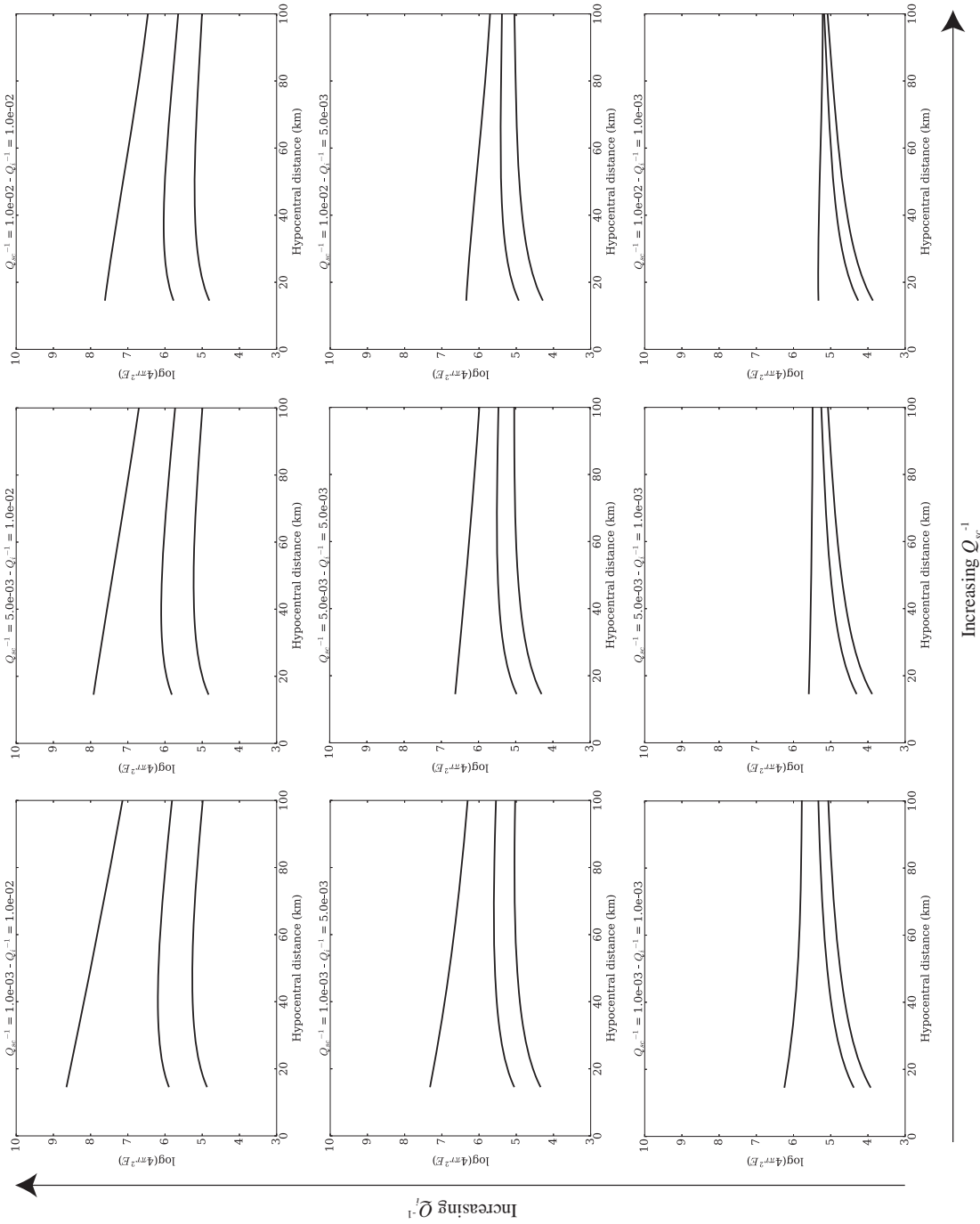


FIGURE 1.5 – Résultats du modèle de la MLTWA pour différentes valeurs de  $Q_{sc}^{-1}$  et  $Q_i^{-1}$  ( $1 \times 10^{-3}$ ,  $5 \times 10^{-3}$ ,  $1 \times 10^{-2}$ ).  $Q_{sc}^{-1}$  est croissant de gauche à droite,  $Q_i^{-1}$  est croissant de bas en haut.

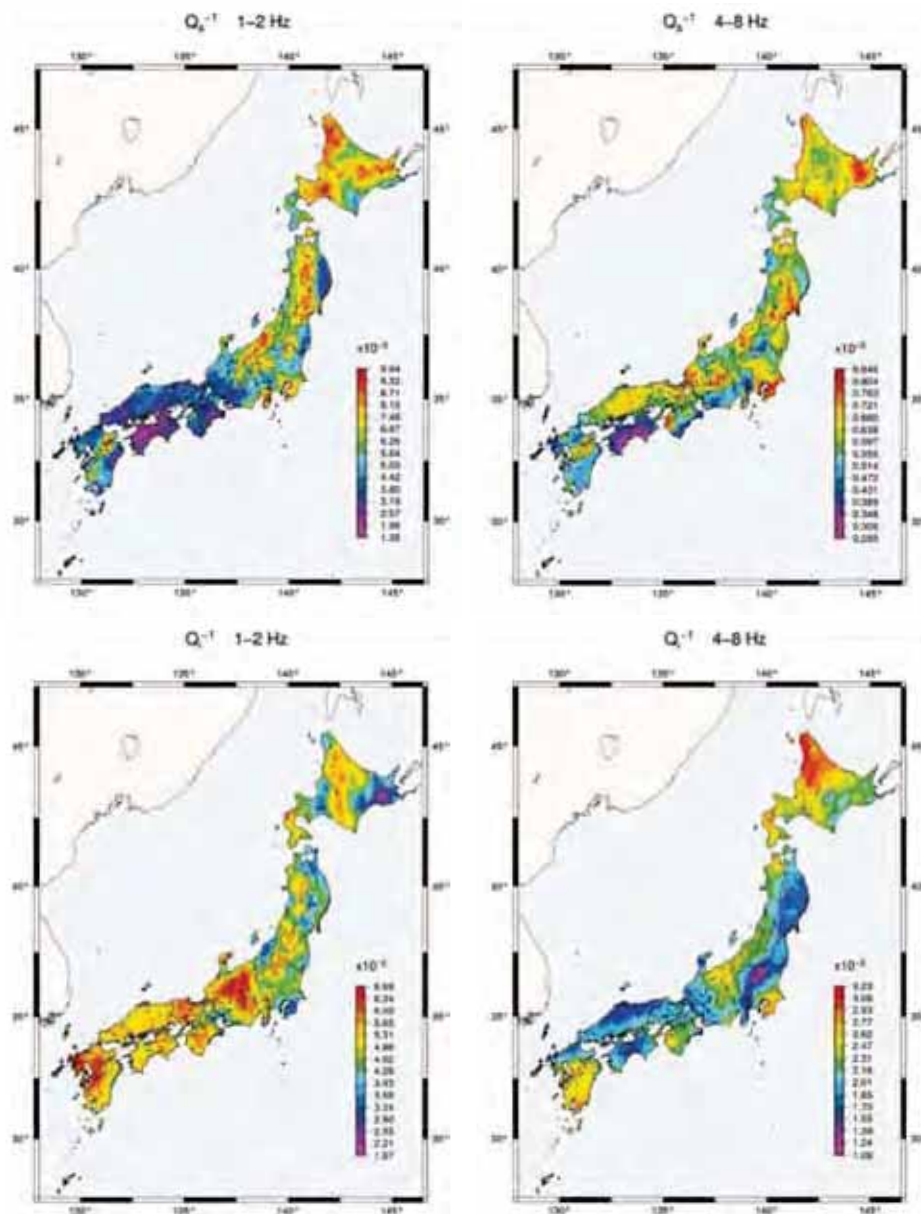


FIGURE 1.6 – Cartes de  $Q_{sc}^{-1}$  (haut) et  $Q_i^{-1}$  (bas) à 1-2 Hz (gauche) et 4-8 Hz (droite), modifiées d'après Carcolé and Sato (2010)

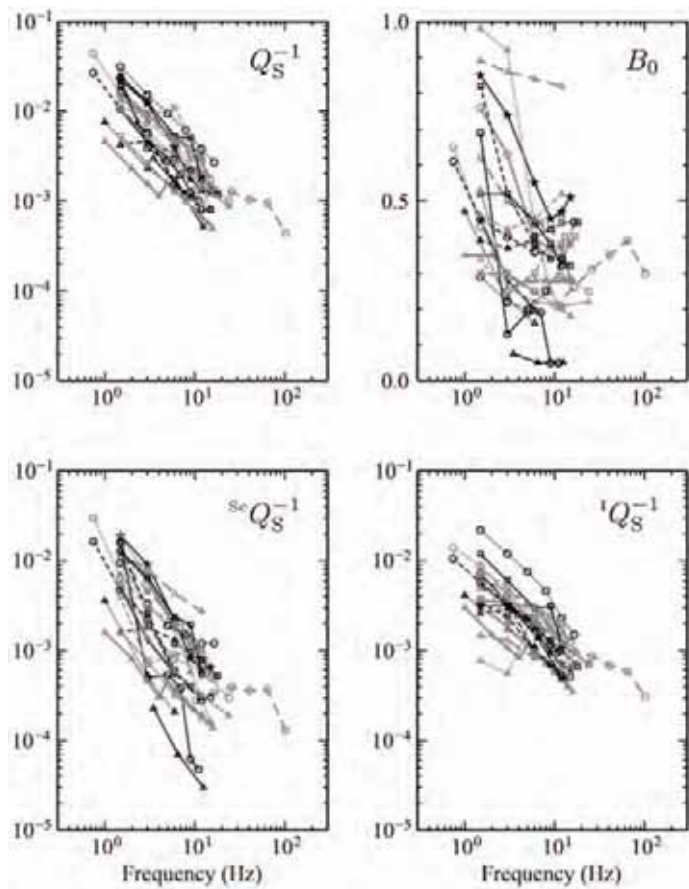


FIGURE 1.7 – Mesures de l’atténuation des ondes S, de l’albédo sismique, du scattering et de l’absorption en fonction de la fréquence, déterminées à partir de la MLTWA dans différentes régions du monde. Les références aux études individuelles sont données dans la source de cette figure (Sato et al., 2012).

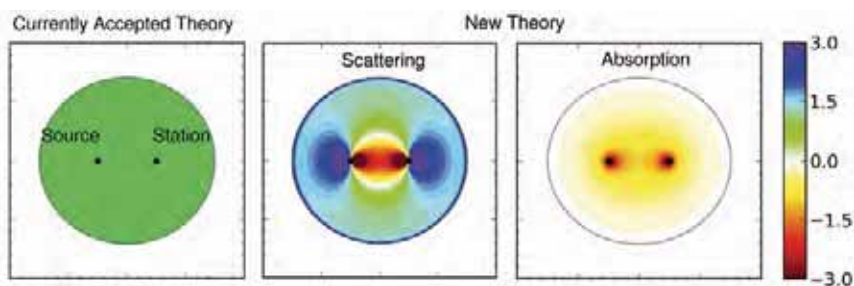


FIGURE 1.8 – Vue en carte de la sensibilité des ondes de coda aux perturbations des propriétés de scattering et d’absorption dans le milieu. Gauche : théorie actuellement acceptée, sensibilité uniforme et sans distinction entre scattering et absorption. Milieu : “vraie” sensibilité au scattering. Droite : “vraie” sensibilité à l’absorption. L’échelle de couleur est arbitraire. La ligne noire délimite la zone échantillonnée par les ondes après deux fois le temps d’arrivée de l’onde S directe (Mayor et al., 2014).

des ondes sismiques.

# Chapitre 2

## Tomographie de la Lune par ondes diffuses

### 2.1 Introduction au contexte géologique lunaire

#### 2.1.1 Formation et évolution de la Lune

La théorie actuelle concernant la formation de la Lune est celle de l'impact géant (Cameron and Ward, 1976) entre la proto-Terre et Théia, un planétésimal de la taille de Mars, il y a environ 4.5 Ga (Halliday et al., 2000). Les restes de Théia et une partie du matériel de la Terre auraient ensuite accrété pour former la Lune. D'autres théories ont été proposées par le passé, comme la capture, la co-accrétion et la fission (voir O'Keefe (1972) par exemple). Ces modèles doivent parvenir à expliquer les résultats des études compositionnelles de la Lune, ainsi que les paramètres orbitaux du système Terre-Lune. Une fois la Lune accrétée, ce qui peut prendre moins d'un an selon les modèles d'impact géant (Ida et al., 1997; Kobuko et al., 2000), il est considéré que son état thermique initial permet l'existence d'un océan magmatique lunaire (LMO, pour Lunar Magmatic Ocean) (Shearer et al., 2006). L'étendue spatiale et temporelle de cet océan magmatique est encore discutée. Selon les modèles, il est envisagé que l'océan magmatique ne s'étende que jusqu'à 100 km de profondeur, ou que la Lune ait été totalement fondue. La cristallisation de l'océan magmatique pourrait avoir conduit à un retournement du manteau lunaire (Longhi, 2003). Cela expliquerait la source profonde des magmas basaltiques de la Lune. Depuis sa formation, la Lune a subi un intense bombardement météoritique au cours de son histoire, qui a généré l'importante concentration de cratères visibles à sa surface. Elle porte notamment les traces du bombardement tardif (LHB, Late Heavy Bombardment), qui a pu influencer son histoire volcanique (Elkins-Tanton et al., 2004). Sous la surface, ces impacts météoritiques répétés ont entraîné la formation d'un mégarégo-lite, une couche fracturée allant du régo-lite en surface, constitué de matériel mélangé



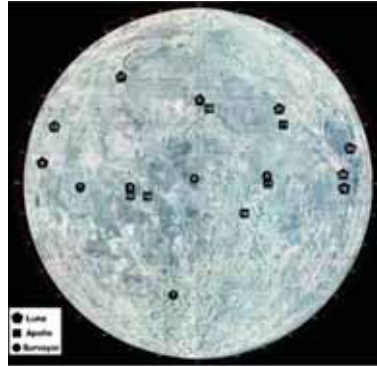


FIGURE 2.1 – Carte indiquant les sites d’alunissage des différentes missions américaines et russes des années 1960 et 1970 (Neal, 2009)

et très fin, à la fermeture des fractures en profondeur. Ce mégarégolithe sera l’objet particulier du travail présenté dans ce chapitre. Une couche aussi fracturée et hétérogène diffuse les ondes sismiques qui la traversent suivant les mécanismes présentés dans le chapitre précédent. L’objectif de notre travail sera d’utiliser la diffusion des ondes sismiques pour caractériser le mégarégolithe.

### 2.1.2 Résultats des missions Apollo

Les missions Apollo ont consisté en six lancements de 1969 à 1972 (Fig 2.1). Ces missions, qui incluaient un équipage, ont permis une collecte sans précédent d’échantillons et le déploiement d’installations géophysiques. Le véhicule de retour restait en orbite lors de la mission, ce qui a permis l’acquisition de données photographiques, géophysiques et spectrales (voir les “Apollo missions preliminary science reports” de la NASA).

L’étude des échantillons lunaires récupérés a permis de calibrer les mesures orbitales de composition. D’autres éléments apportés par ces échantillons ont permis d’apprendre que la surface de la Lune est ancienne (Carlson and Lugmair, 1981), que la Lune a dû connaître une différenciation à partir d’un océan magmatique (Solomon and Teksöz, 2010), et les compositions caractéristiques des principales formations géologiques lunaires (dont une caractérisation plus récente peut être trouvée dans Jolliff et al. (2000)).

Une des découvertes majeures des missions Apollo concerne l’épaisseur de la croûte lunaire. Il a été observé que la croûte était significativement plus épaisse sur la face cachée que sur la face visible. Les premières estimations donnaient  $86 \pm 2$  km sur la face cachée contre  $64 \pm 2$  km sur la face visible, sur la base des concentrations en fer de la croûte. Les données sismiques ont initialement indiqué des épaisseurs sous les stations sismiques 12 et 14 supérieures à 55 km (Teksöz et al., 1974).

En ce qui concerne la structure interne de la Lune, il a été observé que le centre de

masse de la Lune est décalé d'environ 2 km par rapport à son centre de figure (Kaula et al., 1972). Une discontinuité est observée dans les profils de vitesse sismique à 20 km de profondeur (Goins et al., 1981b). Trois hypothèses ont été proposées pour expliquer cette discontinuité : une discontinuité dans la fracturation (Simmons et al., 1973), une discontinuité compositionnelle (Toksöz et al., 1972), ou une combinaison des deux (Wieczorek and Phillips, 1997).

### 2.1.3 Avancées majeures post-Apollo

Après les missions Apollo, plusieurs missions ont suivi. Clementine et Lunar Prospector ont permis l'acquisition de données qui ont engendré le plus d'avancées dans l'étude de la Lune : carte topographique (Soudis et al., 1994), carte de compositions (Lucey et al., 1995), mesures de gravité (Zuber et al., 1994), l'existence d'un noyau lunaire riche en fer (Hood et al., 1999), etc. De nouvelles analyses ont permis de réévaluer certains résultats, comme par exemple les études de Khan et al. (2000), Khan and Mosegaard (2002) et Lognonné et al. (2003) qui trouvent des épaisseurs de croûte inférieures aux premières études, autour de  $45 \pm 5$  km,  $38 \pm 8$  km et  $30 \pm 2,5$  km respectivement. Plus récemment, de nouvelles missions ont eu pour objectif d'acquérir des données plus précises et complètes pour la Lune. La mission GRAIL (Gravity Recovery and Interior Laboratory) a collecté des mesures gravitationnelles continues haute-résolution. Wieczorek et al. (2013) a utilisé ces données pour déterminer une densité globale pour la croûte des highlands de  $2550 \text{ kg/m}^3$ , une porosité crustale moyenne d'environ 12% jusqu'à quelques kilomètres de profondeur, et une épaisseur crustale entre 34 et 43 km. Cette étude rapporte également la notion que la fermeture de la porosité dans la Lune pourrait avoir lieu plus profondément qu'envisagé précédemment, jusqu'à 85 km. Les modèles précédents avaient fixé la fermeture des fractures à 25 km de profondeur (Heiken et al., 1991). Cette nouvelle estimation nous a poussé à étudier l'atténuation des ondes sismiques sur les données sismiques lunaires, afin d'apporter nos observations indépendantes à cette question de l'étendue de la porosité, donc la structure du mégarégolithe lunaire.

## 2.2 Introduction à l'étude de l'atténuation des ondes sismiques dans la Lune

Différentes études depuis les missions Apollo se sont concentrées sur l'atténuation des ondes sismiques dans la Lune. L'absorption des ondes sismiques dans la Lune a ainsi été trouvée inférieure d'un ordre de grandeur à l'absorption dans la Terre (Latham et al., 1970). Ceci est causé par l'absence d'eau et de volatiles dans la Lune. Une première caractérisation de la couche hétérogène en surface a été proposée

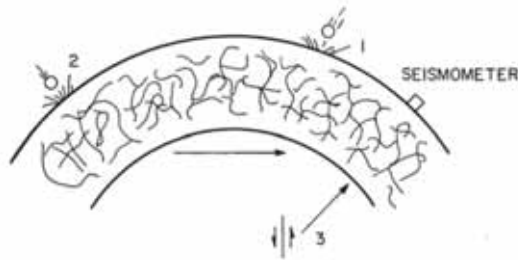


FIGURE 2.2 – Schéma de la couche diffusante en surface de la Lune. L'énergie subit un fort scattering en surface, mais un faible scattering en profondeur. 1 représente un impact proche, 2 un impact lointain et 3 un séisme (Dainty et al., 1974).

par Dainty et al. (1974). Ce travail est mentionné dans l'article présenté dans la section suivante. Les auteurs trouvent une couche diffusante de 25 km d'épaisseur (Fig 2.2). Ils envisagent trois types d'événements importants : les impacts proches, dont les ondes ne se propagent que dans la couche diffusante jusqu'à la station, les impacts lointains, dont les ondes peuvent se propager sous la couche diffusante puis y revenir jusqu'à la station, et les séismes, dont les ondes sont générées sous la couche diffusante et ne subissent le scattering qu'à l'approche de la station. Les auteurs utilisent la théorie de la diffusion pour modéliser la propagation de l'énergie, mais considèrent une couche à fort scattering surplombant un milieu à faible scattering en coordonnées cylindriques. Comme on le verra dans l'article, les sismogrammes lunaires sont influencés par la sphéricité de la Lune. Il est donc nécessaire de prendre cette sphéricité en compte dans ce type d'étude.

L'article présenté dans la section suivante (Gillet et al., 2017) est notre étude de l'atténuation de la Lune. Il a été publié dans la revue *Physics of the Earth and Planetary Interiors* (vol. 280, pages 28-40). Ce travail représente une avancée par rapport aux précédents travaux sur le sujet en particulier par l'ajout de la géométrie sphérique au modèle de diffusion utilisé. Les résultats obtenus nous permettent de nous exprimer sur la structure de la subsurface lunaire et la localisation des séismes lunaires superficiels.

## 2.3 Profil de scattering de la Lune : implications pour les séismes superficiels et la structure du mégaréolithe

### 2.3.1 Abstract

We report measurements of the attenuation of short period seismic waves in the Moon based on the quantitative analysis of envelope records of lunar quakes.

Our dataset consists of waveforms corresponding to 62 events, including artificial and natural impacts, shallow moonquakes and deep moonquakes, recorded by the four seismometers deployed during Apollo missions 12, 14, 15 and 16. To quantify attenuation and distinguish between elastic (scattering) and inelastic (absorption) mechanisms we measure the time of arrival of the maximum of energy  $t_{max}$  and the coda quality factor  $Q_c$ . The former is controlled by both scattering and absorption, while the latter is an excellent proxy for absorption. Consistent with the strong broadening of seismogram envelopes in the Moon, we employ diffusion theory in spherical geometry to model the propagation of seismic energy in depth-dependent scattering and absorbing media. To minimize the misfit between predicted and observed  $t_{max}$  for deep moonquakes and impacts, we employ a genetic algorithm and explore a large number of depth-dependent attenuation models quantified by the scattering quality factor  $Q_{sc}$  or equivalently the wave diffusivity  $D$ , and the absorption quality factor  $Q_i$ . The scattering and absorption profiles that best fit the data display very strong scattering attenuation ( $Q_{sc} \leq 10$ ) or equivalently very low wave diffusivity ( $D \approx 2 \text{ km}^2/\text{s}$ ) in the first 10 km of the moon. These values correspond to the most heterogeneous regions on Earth, namely volcanic areas. Below this surficial layer, the diffusivity rises very slowly up to a depth of approximately 80 km where  $Q_{sc}$  and  $D$  exhibit an abrupt increase of about one order of magnitude. Below 100 km depth,  $Q_{sc}$  increases rapidly up to approximately 2000 at a depth of about 150 km, a value similar to the one found in the Earth's mantle. By contrast, the absorption quality factor on the Moon  $Q_i \approx 2400$  is about one order or magnitude larger than on Earth. Our results suggest the existence of an approximately 100 km thick megaregolith, which is much larger than what was previously thought. The rapid decrease of scattering attenuation below this depth is compatible with crack healing through viscoelastic mechanisms. Using our best attenuation model, we invert for the depth of shallow moonquakes based on the observed variation of  $t_{max}$  with epicentral distance. On average, they are found to originate from a depth of about  $50 \text{ km} \pm 20 \text{ km}$ , which suggests that these earthquakes are caused by the failure of deep faults in the brittle part of the Moon.

### 2.3.2 Introduction

The Apollo Passive Seismic Experiment was conducted from 1969 to 1977 and allowed the recording of lunar seismic signals thanks to four seismometers deployed during Apollo missions 12, 14, 15 and 16. Lunar seismic signals are notably different from usual terrestrial seismic records : the energy rise at the onset of the signal is gradual, the S-wave arrival is difficult (or impossible) to detect, the maximum of energy is broad, and the energy decay in the coda is very slow. The signal can

remain noticeably above the noise level for up to two hours, compared to a few minutes on Earth for an event of the same magnitude. Soon after the beginning of the experiment, several studies have established a link between the characteristics of lunar signals and strong scattering in the heterogeneous upper lunar crust (Latham et al., 1972b; Nakamura, 1977).

The surface layer is known as the regolith. The regolith is thought to be a few meters thick and consists of materials ranging from fine dust to boulders of a few meters. P-wave velocities in the regolith are about 100 m/s (Nakamura et al., 1975). This layer formed as a result of intensive meteoritic bombardment that caused cratering, cracking, distribution of ejecta and partial melting over the entire surface of the Moon. This layer extends at greater depths into a megaregolith, as cracks close gradually with confining pressure until the crust becomes competent. The thickness of the megaregolith has been revised several times since the beginning of the analysis of Apollo data. Latham et al. (1972a) suggested that the characteristics of lunar seismic signals could be explained by the presence of a scattering layer a few kilometers thick at the surface of the Moon, with a maximum thickness of 20 km due to the confining pressure. Simmons et al. (1973) increased the lower boundary for the depth extent of the megaregolith. These authors argue that microcracks are present in lunar rocks down to 25 km but not below, based on the velocity profile of Toksöz et al. (1972), which shows a gradual velocity increase up to a first discontinuous change in seismic properties at 25 km depth, and laboratory measurements of *P*- and *S*-wave velocities and isothermal compressibility by Todd et al. (1973). The authors add that confining pressure alone cannot explain a complete closure of cracks at only 25 km depth. The velocity model of Lognonné et al. (2003) suggests that impact-induced cracks might still be present below 30km. In a review by Wiczorek et al. (2006), the 20-km seismic discontinuity described by Simmons et al. (1973) is interpreted as either a fracture discontinuity caused by annealing at depth thanks to thermal activation, or a compositional discontinuity. The latter hypothesis is supported by various geological studies, revealing a more mafic composition for the lower crust than for the upper crust. A combination of fracture and compositional discontinuity is also possible. A review by Jaumann et al. (2012) reports the following conservative estimates : ejecta blankets of 2-3 km thickness, a structural disturbance of at least 10 km thickness and in situ crust fracturing down to about 25 km. This brief summary indicates that the case of the megaregolith is far from clear and could benefit from independent geophysical observations.

Recently, the GRAIL mission collected gravity data that were used by Wiczorek et al. (2013) to infer a 34 to 43 km deep crust with an average porosity of 12%, which supports the idea of a highly-fractured environment up to great depths. This inference and the spindle-like shape of short period lunar seismic signals sup-

port the idea that seismic waves propagate in the multiple scattering regime, and that energy transport can be modeled using diffusion theory. In seismology, Wesley (1965) introduced for the first time a diffusion equation to model the propagation of seismic energy emitted by underground nuclear explosions and earthquakes in the near range. Dainty et al. (1974) made the first attempt at modeling the scattering processes in the Moon using diffusion theory, and inferred a thickness of 25 km for the scattering layer. However, these modeling efforts were limited to the planar case. Considering the size of the Moon and the duration of lunar seismic signals, it is essential to take sphericity into account. As will be illustrated in this study, stratification of scattering properties and spherical geometry are key to the modeling of lunar seismic signals.

The paper is organized as follows. We first introduce the dataset and discuss the observables which will help us quantify the heterogeneity of the interior of the Moon. We then introduce our modeling approach, based on diffusion theory, and the inversion scheme. After presenting the profiles of diffusivity, scattering quality factor and absorption quality factor for the Moon, we explain how our results can be used to improve the depth location of shallow moonquakes and discuss the implications for the structure and depth extent of the megaregolith.

### 2.3.3 Data processing and error analysis

#### The seismic network

The lunar seismometers consisted of one 3-component long-period sensor unit, and one short-period sensor unit sensitive to vertical motion. The long-period sensor was able to operate in two modes : a flat mode, with an instrument frequency response ranging from 0.004Hz to 2Hz, and a peaked mode, around 0.45 Hz. The short-period sensor has a flat frequency response in the 0.05-20 Hz range. As illustrated in Figure 2.3, the stations are located at the vertices of an approximately equilateral triangle, with stations 12, 15 and 16 about 1100 km apart. Stations 12 and 14 are located at the same vertex, about 180 km apart from each other. The four stations operated simultaneously from April 1972 to September 1977. A total of 12,000 events were recorded (Nakamura et al., 1981).

#### Event types

The events used in this study can be sorted into three categories : impacts, shallow moonquakes and deep moonquakes. Impacts are mostly due to meteoroids, whose mass varies from 100g to 100kg (Oberst and Nakamura, 1991). There are also a few artificial impacts, caused by the crash of rocket boosters and parts of lunar modules from the successive missions at take-off. These crashes were programmed to

provide seismic events of known spatial and temporal origin. Shallow moonquakes are thought to originate from depths between 30 and 200 km, with an important uncertainty on the location of their sources. Their mechanism is also poorly understood. Various explanations have been proposed, from the deformation of a rigid crust over a less rigid asthenosphere by tidal forces (Lammlein, 1977), to nuggets of strange quark matter (Frohlich and Nakamura, 2006; Banerdt et al., 2006). They are the most energetic events recorded on the Moon, with magnitudes as large as 5 (Goins et al., 1981a). Deep moonquakes originate from a population of 316 nests around 1000 km deep (Nakamura, 2005). These nests are regularly reactivated, and produce very similar signals with observed periodicities of 14 days, 27 days, 206 days and 6 years (Lammlein, 1977; Nakamura, 2005). This periodic activity is correlated with tides, extreme librations, and Earth-Moon separation periods (Lammlein, 1977). The variety of source depth among the different events will be of particular interest to our study.

## Dataset

The available dataset is composed of the following records : 39 artificial impacts, 269 natural impacts, 384 shallow moonquakes and 152 deep moonquakes from both long- and short-period sensors, across all available components. A high number of those signals were discarded on initial visual inspection because they showed either a high number of digital spikes, or a low signal-to-noise ratio. In the case of broadband records, analysis of the power spectral density of the signals showed that most of the energy is found at frequencies between 0.2 and 1.5Hz, with a sharp peak at 0.45Hz consistent with the instrumental response. For short period records, most of the energy is found at frequencies below 5Hz with a sharp peak around 2Hz for impacts. Shallow moonquakes release energy between 0.05 and 15Hz with a peak around 7Hz which is due to the instrument response. The latter are the only events to exhibit significant energy beyond 3Hz.

Prior to the measurements, preliminary processing of the signals is necessary and summarized hereafter. For impacts and shallow moonquakes, signals are first band-pass filtered between 0.25 Hz and the Nyquist frequency (3.15 Hz for low frequency signals and 22.87 Hz for high frequency signals). To eliminate the remaining spikes in the signal, we use a robust median despiking algorithm. In a 700-period overlapping moving window, any amplitude larger than 5 times the median of the window is recalculated using a simple interpolation procedure (see Bulow et al., 2005, for details). Deep moonquake signals were kindly provided by Garcia et al. (2011) and were not re-processed for this study. Their dataset consists of stacked records of individual deep moonquake nests to enhance the signal-to-noise ratio. More precise information on the signal processing can be found in Garcia et al. (2011). Other

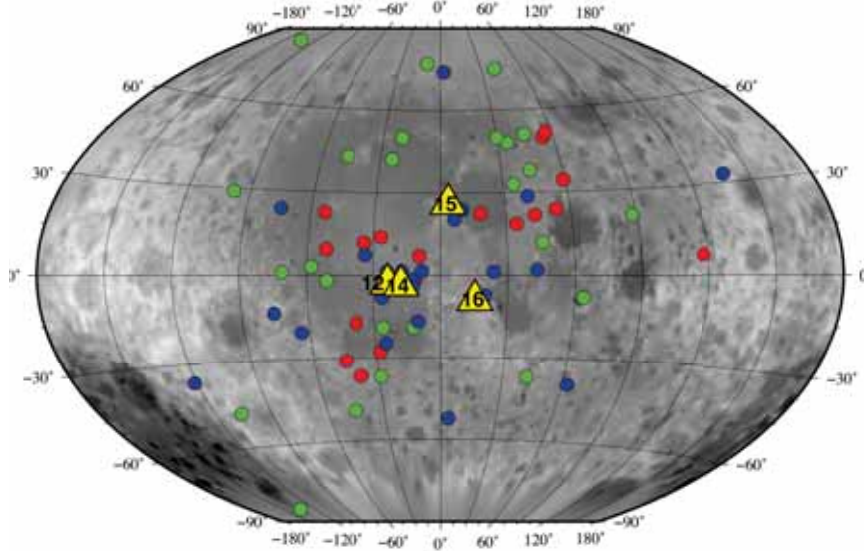


FIGURE 2.3 – Map of the Moon centered on the near side, showing the location of the four lunar seismometers (yellow triangles) and all seismic events used in this study (blue dots : impacts, green dots : shallow moonquakes, red dots : deep moonquakes)

lunar data were downloaded from the IPGP data center at the following address : <ftp://ftpcdd.ipgp.fr/data/XA> (last accessed on November 9, 2016).

After the initial processing step, we are left with 446 records corresponding to 62 events distributed as follows : 30 artificial impacts, 154 natural impacts, 143 shallow moonquakes and 119 deep moonquakes (see Table 2.1 and Figure 2.3 for locations). We identify the lunar seismic events corresponding to each signal using catalogues provided by Nakamura et al. (1979), Garcia et al. (2011), Toksöz et al. (1974), and found at [http://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/lunar/apollo\\_tables.html](http://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/lunar/apollo_tables.html) (last accessed on 03/31/2016).

### Characteristics of the signals

Figure 2.4 shows processed seismograms for each type of event at similar epicentral distance ( $34^\circ \leq \Delta \leq 45^\circ$ ). The impact seismogram has an emergent character, thought to be characteristic of a diffusion process. The energy builds up progressively, and the S-wave arrival cannot be detected. The maximum of energy arrives about 500s after the event origin time. The energy decay in the coda is very slow, and the return to the background noise level can take up to 2 hours. Moonquakes seismograms also present an emergent character, but show clearer P- and S-wave arrivals. The envelope broadening is less pronounced and the energy maximum is detected at shorter lapse time than for impact records.

Two quantities have been traditionally measured to quantify seismic attenuation within the Moon :  $t_{max}$  and  $Q_c$  (e.g. Blanchette-Guertin et al., 2012).  $t_{max}$  is defined as the arrival time of the maximum of energy in the signal, and  $Q_c$  is the coda quality



Name	Date	Time	Latitude	Longitude	Depth (km)
14S4	19710204	07 :40 :55.40	-8.09	-26.02	0
15S4	19710729	20 :58 :42.90	-1.51	-11.81	0
16S4	19720419	21 :02 :04.00	1.30	-23.80	0
17S4	19721210	20 :32 :42.30	-4.21	-12.31	0
M1	19720104	06 :31 :19.72	74.10	2.60	0
M2	19720513	08 :45 :39.49	1.50	-17.10	0
M3	19720717	21 :50 :57.90	32.80	137.60	0
M4	19720731	18 :08 :15.72	24.00	10.10	0
M5	19730926	20 :46 :16.32	28.70	41.10	0
M6	19731224	10 :03 :19.35	-24.80	-25.10	0
M7	19740419	18 :30 :03.27	7.40	-33.60	0
M8	19740717	12 :05 :02.89	20.30	06.50	0
M9	19741121	13 :15 :40.79	-7.30	19.90	0
M10	19741215	09 :07 :15.17	1.60	-8.20	0
M11	19750305	21 :49 :22.30	-52.40	4.20	0
M12	19750412	18 :12 :38.22	2.00	43.20	0
M13	19750504	09 :59 :28.99	-36.40	-121.30	0
M14	19760113	07 :11 :22.80	-39.40	62.80	0
M15	19760528	06 :01 :56.38	-16.80	-10.00	0
M16	19761114	23 :13 :06.67	23.80	-73.90	0
M17	19770417	23 :32 :06.03	-20.50	-63.80	0
M18	19770628	22 :22 :31.17	-13.50	-75.30	0
SH1	19710417	07 :00 :55.00	48.00	35.00	-
SH2	19710520	17 :25 :10.00	42.00	-24.00	-
SH3	19710711	13 :24 :45.00	43.00	-47.00	-
SH4	19720917	14 :35 :55.00	12.00	46.00	-
SH5	19721206	23 :08 :20.00	51.00	45.00	10
SH6	19730208	22 :52 :10.00	33.00	35.00	-
SH7	19730313	07 :56 :23.63	84.00	-134.00	-
SH8	19730620	20 :22 :00.00	1.00	-71.00	-
SH9	19731001	03 :58 :00.00	-37.00	-29.00	-
SH10	19740327	09 :11 :00.00	-48.00	-106.00	-
SH11	19740419	13 :35 :15.00	-37.00	-42.00	-
SH12	19740711	00 :46 :30.00	21.00	88.00	-
SH13	19750103	01 :41 :56.19	29.00	-98.00	0
SH14	19750112	03 :13 :48.28	75.00	40.00	0
SH15	19750113	00 :26 :20.00	-2.00	-51.00	-
SH16	19750213	22 :03 :50 :43	-19.00	-26.00	21
SH17	19750507	06 :37 :00.50	-49.00	-45.00	-
SH18	19750527	23 :29 :00.00	3.00	-58.00	-
SH19	19751110	07 :52 :55.00	-8.00	64.00	-
SH20	19760104	11 :18 :55.00	50.00	30.00	125
SH21	19760112	08 :18 :00.50	38.00	44.00	-
SH22	19760306	10 :12 :40.00	50.00	-20.00	185
SH23	19760308	14 :42 :10.00	-19.00	-12.00	-
SH24	19760516	12 :31 :40.00	77.00	-10.00	-
A01	19730930	04 :10 :58.29	-17.31	-38.21	918.5
A06	19760702	10 :52 :23.70	49.68	54.65	861.2
A07	19760702	03 :11 :22.88	23.98	53.64	901.0
A08	19770516	10 :52 :28.80	-27.99	-28.03	939.9
A18	19730105	22 :50 :29.71	18.56	34.66	882.1
A24	19770612	18 :17 :37.99	-36.76	-38.81	980.1
A25	19770609	20 :15 :06.64	34 :33	59.23	899.3
A27	19770516	00 :01 :51.18	22.48	18.47	1058.7
A30	19720517	00 :42 :45 :35	11.81	-34.21	921.4
A33	19721011	19 :35 :44.93	6.91	117.72	888.1
A34	19720614	18 :34 :26.91	7.04	-9.29	931.4
A40	19730627	23 :48 :35.15	-1.60	-10.93	885.4
A41	19720608	16 :16 :24.56	13.88	-26.64	951.8
A42	19730503	01 :52 :34.84	22.69	-53.38	1004.8
A44	19740519	03 :09 :03.63	51.51	56.86	956.8
A50	19730430	01 :05 :25.53	9.41	-51.45	835.5

TABLE 2.1 – Origin time and location of the events used in this study. S4 designates artificial impacts caused by the crash of a Saturn IV booster, preceded by the number of the Apollo mission. M designates meteoroid impacts, SH shallow moonquakes and A refers to deep moonquake nests. Source for origin times and locations taken from Nakamura et al. (1979), Lognonné et al. (2003), Garcia et al. (2011)

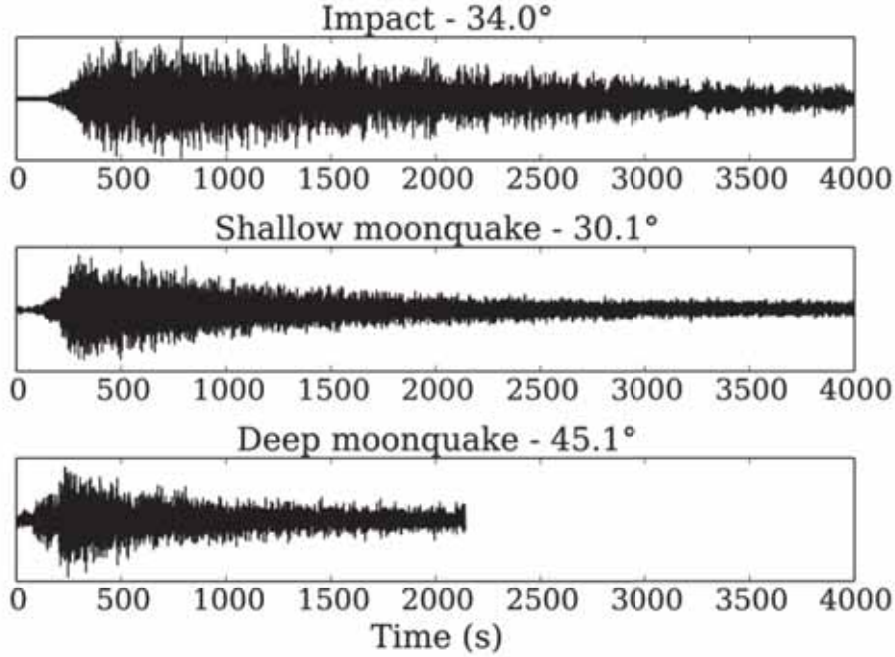


FIGURE 2.4 – Examples of lunar seismograms filtered around 0.5Hz for an impact (top), a shallow moonquake (middle) and a deep moonquake (bottom). The signals were recorded by the horizontal long-period sensor at station 15 (see Figure 2.3). For each signal, the epicentral distance is indicated in degrees.

factor which quantifies the energy decay in the coda.  $t_{max}$  and  $Q_c$  convey different information on scattering and absorption, the two components of seismic attenuation. Seismic waves are scattered in different directions when they propagate in a medium containing small-scale heterogeneities, which in turn broadens the energy envelope of the seismogram and generates the long-lasting coda (Sato, 1989). The change in the shape of the signals is due to the fact that scattered seismic waves do not follow the direct path from source to receiver, but longer paths randomized by the scattering events. At fixed epicentral distance, the arrival of the energy maximum is all the more so delayed as the waves travel through a strongly heterogeneous medium (Sato, 1989; Saito et al., 2002; Tripathi et al., 2010). In other words,  $t_{max}$  depends critically on the scattering strength. By contrast, the coda quality factor  $Q_c$  is mostly sensitive to absorption, i.e. the irreversible conversion of elastic energy into other forms. Indeed, after a lapse-time which is sufficiently long compared to the scattering mean free time (the typical time between two scattering events, defined in section 2.3.4) seismic waves enter the diffusion regime, where the exponential energy decay in the coda is largely controlled by the intrinsic quality factor  $Q_i$  (Aki and Chouet, 1975; Calvet and Margerin, 2013). It is worth noting that absorption also has an important effect on  $t_{max}$ . At fixed scattering strength, the energy maximum tends to arrive at shorter lapse-time as absorption increases. Below, we present the measurements of  $t_{max}$  and  $Q_c$  on the low-frequency signals filtered between 0.25 and

0.75Hz, and high-frequency signals filtered between 6 and 8Hz. Particular attention is paid to the estimation of uncertainty bounds for  $t_{max}$ .

### $t_{max}$ measurements

The measurements begin with the smoothing of the energy envelope of the signal to reduce the fluctuations and facilitate the detection of the maximum. The smoothing procedure consists in replacing the instantaneous intensity by its running average in a time window of typical duration 10 periods (about 20 seconds for low frequency signals, and 1.5 seconds for high frequency signals). Using a shorter smoothing window leaves fluctuations in the envelope that make the detection of the maximum more ambiguous. Using a longer smoothing window artificially shifts the maximum at later time, particularly for signals with a sharp energy rise. The measurements have been made on the vertical component of the low frequency signals, and on a quadratic mean of the horizontal components, after correcting for the time and instrumental response differences between components (see Garcia et al., 2011, for details of the procedure).

The magnitude of error bars is particularly important for the inversion of data and several estimation approaches have therefore been considered. In a first attempt, it seems natural to exploit the variability of  $t_{max}$  induced by the choice of the length of the smoothing window. Due to the the large random fluctuations of the signals, the choice of this parameter has a notable effect on the experimental results. Unfortunately, this naive approach entails a large variability of the estimated error bars from signal to signal, which is clearly unsatisfactory. We therefore introduce a robust method of estimation of the uncertainty on the  $t_{max}$  measurement. To understand the rationale of the technique, it is worth noting that the error essentially comes from the interplay between the broadening of the envelope and its fluctuations, which make it difficult to precisely locate the maximum. Below, we introduce basic statistical arguments which allow us to account for this uncertainty in a physical way.

Our starting point is the observation that the coda is composed of multiple partial waves that have each followed a different path from source to receiver, as a result of a succession of random scattering events. In this situation, Anache-Ménier et al. (2009) have shown that seismic waves should obey Circular Gaussian Statistics. We will adhere to this hypothesis in what follows. Let us consider a small time window containing  $(n+1)$  samples and assume that each sample is a realization of a Gaussian process. As a consequence, the distribution of intensity in the time window is given by :

$$P(I_i) = \frac{1}{\langle I \rangle} e^{-\frac{I_i}{\langle I \rangle}}, \quad (2.1)$$

where  $I_i$  is the intensity of sample  $i \in 0, 1, \dots, n$  and  $\langle I \rangle$  denotes the ensemble average intensity in the time window of interest. In practice, we use the arithmetic mean intensity defined as :

$$\bar{I} = \frac{I_0 + \dots + I_n}{(n + 1)} \quad (2.2)$$

This sum of  $(n + 1)$  independent exponentially distributed random variables with parameter  $\langle I \rangle$  obeys the following statistical distribution (e.g. Grinstead and Snell, 2012) :

$$P(\bar{I}) = \frac{\mu e^{-\mu \bar{I}} (\mu \bar{I})^n}{n!} \quad (2.3)$$

with the parameter  $\mu$  defined as :

$$\mu = \frac{n + 1}{\langle I \rangle} \quad (2.4)$$

The statistical mean and standard deviation of  $\bar{I}$  are given by :

$$\langle \bar{I} \rangle = \langle I \rangle \quad (2.5)$$

$$\sigma_{\bar{I}} = \frac{\langle I \rangle}{\sqrt{n + 1}} \quad (2.6)$$

which clearly illustrates the role of smoothing in reducing the fluctuations, since  $\sigma_I = \langle I \rangle$ . Now let us consider  $N$  non-overlapping short time windows (each containing  $n + 1$  samples), with parameters  $\mu_j$ , with  $j$  the window index. We compute the probability  $P_k$  that the maximum energy is recorded in the  $k^{th}$  window i.e.  $P_k = P\{max_j\{\bar{I}_j\} = \bar{I}_k\}$ . Using Eq. (2.3) and the statistical independence of the time window, we find

$$P_k = \int_0^\infty \frac{e^{-x} x^n}{n!} \prod_{j \neq k} \left[ 1 - e^{-x \frac{\mu_j}{\mu_k}} \sum_{i=0}^n \frac{1}{i!} \left( \frac{\mu_j x}{\mu_k} \right)^i \right] dx \quad (2.7)$$

Armed with this expression for  $P_k$ , we can calculate, respectively, the mean value and most importantly the uncertainty on  $t_{max}$  as follows :

$$\langle t_{max} \rangle = \sum_{k=0}^N P_k t_k \quad (2.8)$$

$$\sqrt{\langle t_{max}^2 \rangle - \langle t_{max} \rangle^2} = \sqrt{\sum_{k=0}^N P_k t_k^2 - \left( \sum_{k=0}^N P_k t_k \right)^2} \quad (2.9)$$

To apply Eq. (2.7), we cannot use the  $\mu_j$  measured on the data as these quantities are precisely strongly fluctuating. Instead we use a simple physical model (to

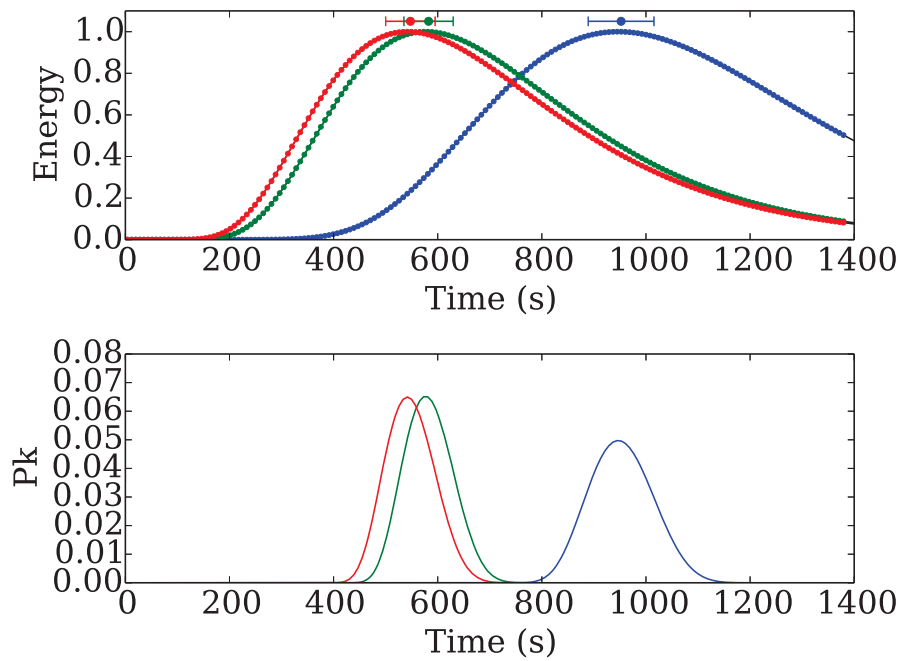


FIGURE 2.5 – Examples of synthetic energy envelopes (top) for an impact (blue), a shallow moonquake (green) and a deep moonquake (red) at  $60^\circ$  epicentral distance. The dots represent the energy of the signal at the central time of each measurement window. The dots and colored horizontal error bars represent the maximum of the envelope and the corresponding standard deviation of  $t_{max}$ , as obtained from equations 2.8 and 2.9. The bottom plot shows the distribution of probabilities  $P_k$  for each type of event.

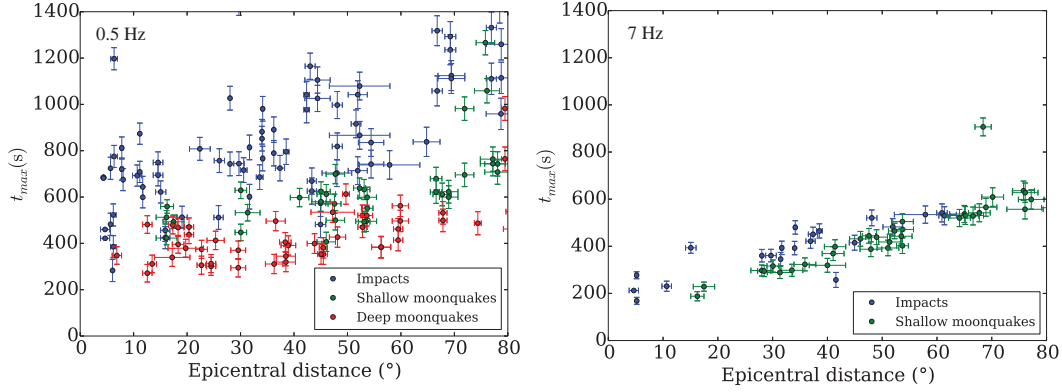


FIGURE 2.6 –  $t_{max}$  at 0.5 Hz (left) and 7 Hz (right) for impacts (blue dots), shallow moonquakes (green dots) and deep moonquakes (red dots) as a function of epicentral distance. Error bars for epicentral distances are taken from Garcia et al. (2011). Error bars for  $t_{max}$  are the sum of the error on the origin time of events (Garcia et al., 2011) and the error on the measure of  $t_{max}$ .

be introduced in section 2.3.4) that best fits the shape of the envelopes. Once a preliminary fit of the data is obtained (see Section 2.3.5 for details) using a priori uncertainties, the error can be reevaluated a posteriori with the aid of Eq. (2.9). Note that the uncertainties obtained in this way barely change if we iterate the process.

Figure 2.5 shows examples of average intensity envelopes and the associated uncertainty on  $t_{max}$ . The top plot of Figure 2.5 shows normalized synthetic envelopes for an impact (blue), a shallow moonquake (green) and a deep moonquake (red) at 20° epicentral distance. The dots and error bars above the envelopes show, respectively, the mean value and standard deviation of  $t_{max}$  as defined in Eq. (2.8) and (2.9). The bottom plot shows the distribution of  $P_k$  for all three events, as obtained from Eq. (2.7). For a given epicentral distance, the distribution of  $P_k$  is more peaked for moonquakes than for impacts. The standard deviation of  $t_{max}$  gives the statistical error bar for each signal and depends on the event type and the epicentral distance. An additional error on  $t_{max}$  comes from the uncertainty on the determination of the origin time of the seismic events. This information has been retrieved from Garcia et al. (2011) and added to the statistical uncertainty to get the total error on  $t_{max}$ .

Figure 2.6 shows  $t_{max}$  as a function of epicentral distance for all events. The error on  $t_{max}$  varies from about 20 to 70 seconds depending on the type of event and the epicentral distance. At 0.5 Hz, the main feature of  $t_{max}$  measurements is the change of behaviour with epicentral distance between the results for impacts on the one hand and moonquakes on the other hand.  $t_{max}$  is systematically higher for impacts than for moonquakes. The variation of  $t_{max}$  for impacts shows two different slopes : there is a rapid increase of the delay to the maximum up to 800s at 10° epicentral distance, followed by a slower increase up to 1200 s at 80° epicentral distance. A

local maximum appears in the measurements between 10 and 20°, at the transition between the two slopes. Shallow moonquakes and deep moonquakes show values of  $t_{max}$  ranging from 400s at 0° to 900s at 80°. At 7 Hz,  $t_{max}$  for impacts and shallow moonquakes shows approximately the same linear trend, and vary from about 200 s at 10° to 700 s at 80°.  $t_{max}$  is slightly larger for impacts than for shallow moonquakes. Because  $t_{max}$  measurements at 0.5Hz show much more structure than at 7Hz, we will focus on the low-frequency band for the inversion of the lunar attenuation profile.

### $Q_c$ measurements

According to Aki and Chouet (1975), the energy decay in the coda of seismic signals may be parameterized in the following simple way :

$$E(t) \propto \frac{1}{t^\alpha} e^{-\omega t/Q_c}, \quad (2.10)$$

where  $Q_c$  is the coda quality factor which quantifies the rate of decay in the coda,  $\alpha$  is an exponent depending on the model geometry, and  $\omega$  is the central angular frequency of the signal. As suggested by Blanchette-Guertin et al. (2012), we adopt the value  $\alpha = 0$  in the case of multiply scattered waves confined to a spherical body like the Moon. This implies in turn that  $\ln(E(t))$  decreases linearly with time at long lapse-time, a property that is well verified within the uncertainty limits of fluctuations. To estimate  $Q_c$ , we follow the procedure described in Aki and Chouet (1975). To mitigate the fluctuations of the envelopes, we tested various smoothing windows for each type of event. We use a smoothing window of 200 periods for impacts and shallow moonquakes, and 150 periods for deep moonquakes. A linear regression of the logarithm of  $E$  gives an estimate of  $Q_c$ . We perform this linear regression for several overlapping moving windows of 500s duration, starting from  $t_{max}$  on each signal, with a time step of approximately 300s. The position of the window in the coda is defined by its central time denoted  $t_{window}$ . The measurement stops when the signal-to-noise ratio -determined by measuring the average intensity in a time window of duration 120s before the onset of the signal- is smaller than 4.

Fig. 2.7 illustrates the variation of  $Q_c$  as a function of the lapse-time in the coda  $t_{window}$ . At low frequency, we do not observe any dependence of  $Q_c$  with either source depth or lapse-time. All values, regardless of event type, are scattered around  $2000 \pm 400$ . A dependence with time or epicentral distance might have indicated anisotropic scattering or a stratification of the absorption properties (Calvet and Margerin, 2013). This appears not to be the case for the Moon. The wider range of values of  $Q_c$  at short  $t_{window}$  is not significant and can be explained by the fact that the first sliding windows are positioned close to the maximum of energy, where the slope is smaller.

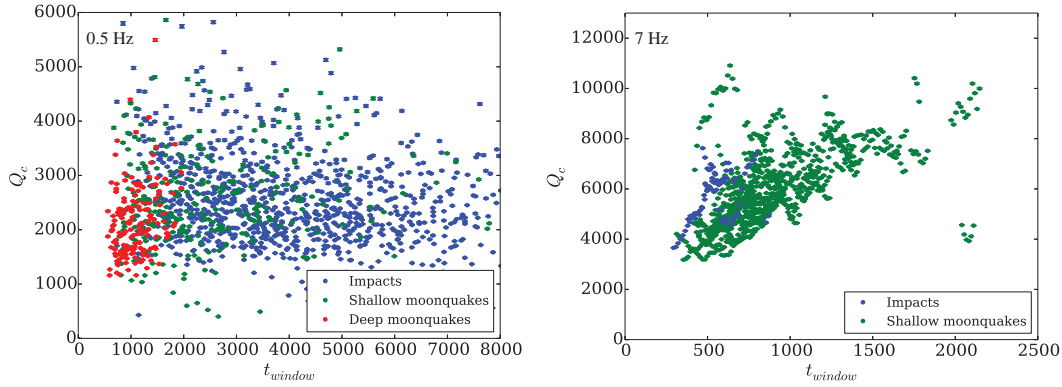


FIGURE 2.7 – Dependence of the quality factor  $Q_c$  on the lapse-time in the coda for impacts (blue), shallow moonquakes (green) and deep moonquakes (red). Left : low-frequency signals (0.5Hz). Right : high-frequency signals (7Hz).

For high-frequency signals, selecting only the best results of the linear regression eliminates most of the measurements on impact signals. This is due to the fact that only shallow moonquakes produce enough energy for frequencies over 3 Hz. The lack of energy in addition to the relatively poor quality of the data, makes it difficult to get satisfactory results at high frequency with impact data. Figure 2.7 does not show a clear stabilization of the value of  $Q_c$  as  $t_{window}$  increases in the coda, which suggests that the propagation regime where formula (2.10) is applicable is not yet attained. This is in turn at the origin of a large uncertainty on the possible values of the absorption quality factor in the Moon at high frequency. From Figure 2.7, we may nevertheless conclude that the coda quality factor increases with frequency and is probably larger than 5000 at 7Hz.

The signal properties may be summarized at follow. In general, low-frequency signals are much longer lived than their high-frequency counterpart, making it difficult to analyze the coda quality factor for the latter. In addition  $t_{max}$  measurements show much less complexity at high-frequency than at low frequency. For these reasons, we will put our efforts on the modeling of the low-frequency data for which we found : (1) that  $t_{max}$  is clearly dependent on the source depth, and (2) that a single value of  $Q_c$  adequately explains the coda decay of all types of events, regardless of the epicentral distance. These observations confirm that the Moon is a medium with low absorption and strong scattering at the surface. In the next section, we introduce a multiple scattering model of energy transport which will be employed in section 2.3.5 to retrieve scattering and absorption profiles in the Moon from low-frequency data.



### 2.3.4 Model

Our modeling approach is based on radiative transfer equation (RTE), which describes the transport of seismic energy in a heterogeneous and absorbing medium. The RTE states that the specific intensity  $I$  propagating in direction  $\boldsymbol{\Omega}$  is a sum of the direct intensity generated by the source and the intensity coming from all directions  $\boldsymbol{\Omega}'$  scattered into direction  $\boldsymbol{\Omega}$ , from which we subtract the intensity scattered to all directions  $\boldsymbol{\Omega}'$  by interaction with heterogeneities (e.g. Margerin, 2005; Sato et al., 2012). A possible approach to the modeling would be to solve the RTE using Monte-Carlo simulations. However, the specificities of the lunar case allow us to simplify the problem. In particular, the fact that ballistic arrivals are very difficult to detect and have in any case an amplitude which is much smaller than coda waves is a clear indication that the mean time between two scattering events is much smaller than the ballistic arrival time. Because after each scattering event the energy is re-distributed in all propagation directions, the dependence of the energy flux on the propagation direction  $\boldsymbol{\Omega}$  becomes weak in the multiple scattering regime. This property allows one to simplify the full radiative transfer equation into a much simpler scalar diffusion equation, in which the energy flows in the direction of the energy gradient until homogenization is achieved. Note that the diffusion model is valid for all kinds of waves, including coupled  $P$  and  $S$  waves (e.g. Weaver, 1990).

For completeness, we recall that in a laterally varying medium the diffusion equation takes the form :

$$\frac{\partial I(\mathbf{r}, t)}{\partial t} - \nabla \cdot (D(\mathbf{r}) \nabla I(\mathbf{r}, t)) + \frac{\omega I(\mathbf{r}, t)}{Q_i(\mathbf{r}, \omega)} = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{s}) \delta(t) \quad (2.11)$$

where  $I(\mathbf{r}, t)$  is the seismic intensity,  $Q_i(\omega)$  is the absorption quality factor,  $\omega$  is the central angular frequency of the waves ( $\omega = \pi$  in our case). The product of delta functions in the RHS simulates the quasi-instantaneous energy release at the source  $\mathbf{s}$ . In the scalar approximation for seismic waves, the diffusion constant  $D(\mathbf{r})$  may be expressed as :

$$D = \frac{c^2 \tau}{3} = \frac{c^2 Q_s(\mathbf{r})}{3\omega} \quad (2.12)$$

with  $c$  the S-wave velocity,  $\tau$  the scattering mean free time and  $Q_{sc}(\mathbf{r})$  the scattering quality factor. The derivation of the diffusion equation can be found in Margerin et al. (1998) and the shear velocity model adopted in our work is taken from Garcia et al. (2011). It is worth emphasizing that at long lapse-time, Eq. (2.11) predicts that the coda decays essentially as announced in Eq. (2.10) with  $\alpha = 0$ . This implies that the coda quality factor  $Q_c$  is essentially a proxy for the (average) absorption properties in the Moon.

In the lunar case, the use of the diffusion approximation was first suggested by

Nakamura et al. (1970) and later applied by Dainty et al. (1974). In Dainty et al. (1974), the authors interpreted the long codas as a result from scattering in a surface layer overlying a transparent half-space. They used the diffusion equation to obtain expressions for the energy envelopes. They distinguished two cases : near impacts which generated waves that propagate only in the scattering layer, and far impacts and moonquakes which produce waves that also propagate in the underlying medium with no scattering. They found that the scattering layer must be 25 km thick at 0.45 Hz and 14 km thick at 1 Hz, with a mean distance between scattering events of 5 km and 2 km at 0.45Hz and 1Hz respectively, a diffusion coefficient inferior to  $1 \text{ km}^2/\text{s}$  and a quality factor of 5000. Dainty and Toksöz (1981) also show that the application of diffusion theory to lunar seismic codas is internally self-consistent owing to the fact that the ballistic time is very short compared to the mean free time, i.e. the typical distance between two scattering events. However, the authors did not implement the diffusion equation in spherical geometry and could not explain near impacts, far impacts and moonquakes within a single model. Adopting spherical geometry appears crucial when comparing the transit time of antipodal seismic waves to the duration of seismic signals. As mentioned earlier, seismic energy can sample the entire Moon several times during propagation (Blanchette-Guertin et al., 2012). In particular, we cannot consider that the energy propagating in the megaregolith, the strongly scattering layer at the surface, is lost when it leaks down into the mantle. On the contrary, it can come back into the megaregolith and keep contributing to the seismic coda. Using a layer over a half-space geometry is therefore unsatisfactory.

To solve numerically the diffusion equation, we use finite differences and second order alternating directions implicit (ADI) methods in axisymmetric spherical geometry. In our model, the boundary conditions of the diffusion equation are as follows : continuity of intensity  $I$  and flux  $D\nabla I$  at each internal interface of the model, zero normal flux at the surface. The grid is composed of 100 radial points and 300 latitudinal points. With that scheme, the radial resolution is 17.38 km, and the latitudinal resolution at the surface is 18.2 km ( $0.6^\circ$ ). As shown in Figure 2.8, the thickness of the first layer is half that of the others, because it is centered on the surface. The energy source is taken point-like, instantaneous and isotropic as indicated in Eq. (2.11). It is positioned on the axis of symmetry, in other words between the center and the north pole of the sphere. We choose depths of 0 km for impacts and 1007 km for deep moonquakes, consistent with their most probable location due to tidal forces.

The input parameters of the model are 1-D radial profiles of diffusivity and absorption quality factors (see Figure 2.8). We do not take into account possible lateral variations of these parameters. Our comparison of impacts and moonquake signals concurs with the fact that the Moon should display decreasing levels of

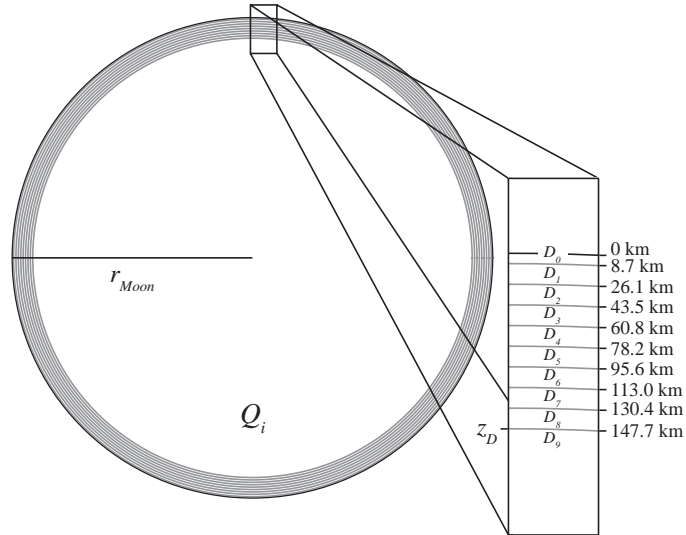


FIGURE 2.8 – Sketch of the geometry of the diffusion model. The parameters are  $r_{moon}$ , the radius of the Moon,  $z_D$ , the depth of the lowermost layer,  $n$ , the number of layers ( $n \leq 10$ ),  $D_j$ , the value of  $D$  in layer  $j \in 1, \dots, n$ , and  $Q_i$ , the absorption quality factor for the entire Moon. The depths of the interfaces in the model are indicated on the right of the Figure.

heterogeneity with depth, until we reach the point where the medium remained undisturbed by the impacts (Jaumann et al., 2012). To incorporate this constraint into the model, we impose that the diffusivity be increasing with depth. We limit the variations of  $D$  to the first 10 superficial layers of the model. In this case,  $z_d$ , the depth below which  $D$  is constant, is 147.7 km. The choice of  $z_d$  is discussed in section 2.3.5. Considering the absence of clear dependence of  $Q_c$  with either epicentral distance, source depth or lapse-time, a single value of  $Q_i$  is chosen for the entire Moon. Slightly anticipating the discussion of results, we point out that allowing for depth-dependent  $Q_i$  does not improve the fit to the data. The surface points of the finite-difference grid are used as seismic stations at which energy is recorded. We obtain synthetic seismogram envelopes (see examples in Figure 2.5) on which we measure the arrival time of the maximum of energy and the coda quality factor. The quantitative comparison between predicted and observed values of  $t_{max}$  allows us to adjust the diffusivity profile and the absorption quality factor using a global sampling algorithm introduced hereafter. The modeled and observed coda quality factor are compared a posteriori as an additional check of the predicting capability of the diffusion model.

### 2.3.5 Inversion procedure and results

#### Genetic algorithm

In order to explore the parameter space efficiently, we implement a genetic algorithm using the Python module Pyevolve (Perone, 2009). Inversion proceeds as follows. Random values of  $D$  are generated as  $10^\epsilon \text{ km}^2/\text{s}$ ,  $\epsilon$  being uniformly distributed between 0 and 4, and subsequently sorted in increasing order with depth. The value of  $Q_i$  is randomly generated assuming uniform probability in the interval  $2000 \pm 400$ , chosen in accordance with the measurements of  $Q_c$ . These pairings of diffusivity and absorption profiles are the models that become the individuals in the algorithm. A population of 100 individuals is used. For each model, we calculate  $t_{max}$  for all latitudinal points at the surface of the model. It is important to note that the data are subject to errors in both epicentral distance and  $t_{max}$ . For this reason, we must unambiguously define the distance between the model predictions and the data. To do so, we introduce the following cost function :

$$\chi = \sum_{source} \sum_i \left[ \left| \frac{\Delta_{model\ i} - \Delta_{data\ i}}{\sigma_{\Delta_i}} \right| + \left| \frac{t_{max_{model\ i}} - t_{max_{data\ i}}}{\sigma_{t_{max_i}}} \right| \right] \quad (2.13)$$

where the uncertainty  $\sigma_{\Delta_i}$  in epicentral distance is taken from Garcia et al. (2011) (index  $i$  refers to the data channel). The quantity inside the brackets is obtained through the following procedure : for each source-station configuration, we find the pair  $(\Delta_{model\ i}, t_{max_{model\ i}})$  that minimizes the  $L_1$  distance to the point  $(\Delta_{data\ i}, t_{max_{data\ i}})$ . In the framework of the  $L_2$  norm, our approach is known as total variance analysis. In this study, we prefer the  $L_1$  norm to the usual euclidean distance because it is known from the statistical analysis of section 2.3.3 that the fluctuations of the envelope are non-gaussian. Furthermore, the dispersion of the data is quite large and the  $L_2$  norm may give too much weight to probable outliers. Since the genetic algorithm considers that the best individuals have a higher fitness score, we define the raw score used by the genetic algorithm as the inverse of  $\chi$ . The raw score is then expressed as a fitness score using a linear scaling. From these scores, the genetic algorithm performs cross-overs and mutations on the population to obtain a new generation with more suitable models. The cross-over and mutation rates are the Pyevolve default ones, 80% and 2% respectively, based on commonly used properties. The algorithm iterates the evolution over 100 generations, this choice being sufficient for our purposes. Note that in Eq. (2.13), the sum over the source is limited to impacts and deep moonquakes. We do not use shallow moonquakes in the inversion because the uncertainty on their depth location is typically as large as the thickness of the depth of the lowest interface in our model. Including these events in the inversion may therefore strongly bias our output models. We will see

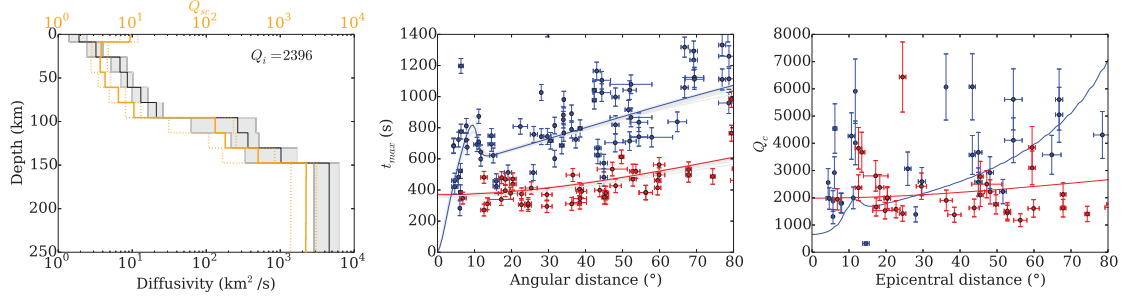


FIGURE 2.9 – Left : Diffusivity (black) and scattering quality factor ( $Q_{sc}$ , orange) profiles for the Moon at 0.5 Hz. The grey area and orange dashed lines delimit the uncertainty limits for the diffusivity and scattering quality factor, respectively. Center : Arrival time of the maximum  $t_{max}$  as a function of epicentral distance for impacts (blue) and deep moonquakes (red). Solid lines : ensemble of 10 best-fitting models; dots with error bars : data. Right : a-posteriori comparison between predicted and observed epicentral distance dependence of the quality factor  $Q_c$ . The color code is the same as for the center plot.

Depth (km)	D (km <sup>2</sup> /s)	$Q_s$	$Q_i$	$V_s$ (km/s)
0.00	2.43	11.84	2396	1.39
8.69	3.06	3.61	2396	2.83
26.05	6.50	3.51	2396	4.18
43.43	9.10	4.55	2396	4.34
60.80	10.37	5.16	2396	4.35
78.17	26.06	12.98	2396	4.35
95.54	217.59	107.88	2396	4.36
112.91	336.89	166.26	2396	4.37
130.28	871.03	427.91	2396	4.38
147.65	3334.00	1630.45	2396	4.39

TABLE 2.2 – Best-fitting attenuation model of the lunar interior. The quality factors are given at 0.5 Hz. The velocity profile has been adapted from Garcia et al. (2011)

later that it is in fact possible to use our attenuation profiles to put constraints on the location of these events. We now discuss the best models obtained with the aid of the genetic algorithm.

### Characteristics of the attenuation profile

The values and parameters of our best models are illustrated in Figure 2.9 and listed in Table 2.2. To facilitate the seismological interpretation of our results we also convert the diffusivity to scattering quality factor using the basic formula  $Q_{sc} = 3\omega D/c^2$ . Note that a priori knowledge of the shear wave velocity in the medium is required. The squared velocity in the denominator is at the origin of the inversion in the  $Q_{sc}$  curve as a function of depth. Since diffusivity is a direct output of our model, we focus our discussion on this quantity. In Figure 2.9 (left), the black solid

line shows the median of our 10 best-fitting models. The diffusivity profile for our best models at 0.5 Hz are composed of 3 distinct layers. At the top of the model, we find a very strongly scattering layer with  $D = 2 \text{ km}^2/\text{s}$  ( $Q_{sc} = 10$ ), whose level of heterogeneity is comparable to the one of Earth's volcanoes, which are known to be the most strongly scattering media on Earth (Wegler, 2004; Yamamoto and Sato, 2010). As a comparison, Sato et al. (2012) reports  $Q_{sc}$  of the order of  $10^2$  to  $10^3$  at 0.5 Hz for the Earth's crust. Below the top layer, the diffusivity increases steadily to reach the value  $D = 26 \text{ km}^2/\text{s}$  ( $Q_{sc} = 100$ ) at a depth of about 80 km. At this depth, we observe an abrupt variation of the diffusivity which increases by almost one order of magnitude within less than 20kms. This discontinuity, which probably marks the limit of fractures at depth, may be interpreted as the bottom of the megaregolith. Below this interface, the diffusivity increases again regularly to reach the value  $D = 3330 \text{ km}^2/\text{s}$  ( $Q_{sc} = 1630$ ) at 150 km depth. This value is significantly higher than the corresponding estimates of  $D$  (or  $Q_{sc}$ ) for the Earth's upper mantle provided by Mancinelli et al. (2016) in the same frequency band. This difference may probably be ascribed to dynamic processes such as oceanic crust recycling which permanently generate small-scale heterogeneities in the Earth. Our estimate of the intrinsic quality factor  $Q \approx 2400$  is of the same order of magnitude as the one determined by Tittmann et al. (1975). Based on laboratory experiments performed in vacuum on lunar samples, these authors report measurements of a dissipation  $Q$  factor larger than 3100 at 50Hz. This suggests a weak frequency dependence of intrinsic  $Q$  in lunar rocks.

In Figure 2.9 (center), the plot of  $t_{max}$  as a function of epicentral distance at 0.5Hz shows very good agreement between the observations and the output of the multiple scattering model. For impacts in particular, the model explains the two different slopes at short and large distance from the source, as well as the local maximum of  $t_{max}$  around  $10^\circ$  epicentral distance. A posteriori comparison between measured and predicted epicentral distance and source depth dependence of  $Q_c$  is shown on the right plot of Figure 2.9. Since the model calculations are performed for 1500s propagation, we measure  $Q_c$  on the synthetic envelopes in a 500s window starting 1000s after the origin time. We point out that this is relatively close to the maximum, before  $Q_c$  stabilizes. At 0.5Hz, the best model reproduces the following features :  $Q_c$  is noticeably greater for impacts than for moonquakes beyond  $20^\circ$  epicentral distance, and there is an apparent dependence of  $Q_c$  with epicentral distance for impacts, but not for deep moonquakes. The origin of the discrepancy between the model predictions and the observations of the coda quality factor at short epicentral distance is not completely understood yet, but certainly asks for the design of a refined model of propagation at shallow depth. It was recently pointed out by Blanchette-Guertin et al. (2015b) that even in a strongly scattering medium

such as the Moon, a low-velocity surface layer could affect the shape of seismogram envelopes. According to e.g. Sens-Schönfelder and Larose (2008) or Garcia et al. (2011) such low-velocity layers exist at the surface of the Moon. In the framework of the diffusion model, the shear wave velocity does impact the propagation speed of diffusing waves (see Eq. (2.12)). This model, however, does not account for refraction or reverberations at velocity discontinuities. The partial guiding of the waves near the surface described in Blanchette-Guertin et al. (2015b) may partly explain the underestimation of the coda quality factor at short distance from impact sources. As an additional validation of our results, we now present various tests that were conducted to evaluate the impact of the parameterization on our attenuation models.

### Role of the parameterization

To investigate the role of the depth  $z_D$  of the lower interface in our model, we performed inversions with  $z_D = 50, 100$  and  $150$  km. We systematically obtained better fits to the data with  $z_D = 150$  km. Because the resolution of the model is expected to degrade rapidly with depth, we did not investigate the possibility to retrieve a detailed attenuation profile at depth greater than  $150$  km. We also tested the possibility to include the  $Q_c$  data in the inversion process. We therefore modified the cost function (Eq. 2.13) by adding a term for  $Q_c$  similar to the term for  $t_{max}$ , and by ascribing different relative statistical weights to  $t_{max}$  and  $Q_c$  ( $W_{t_{max}}$  and  $W_{Q_c}$ , respectively). We performed inversions with  $(W_{t_{max}}, W_{Q_c})$  equal to  $(0.5, 0.5)$ ,  $(0.8, 0.2)$  and  $(1.0, 0.0)$ . Including  $Q_c$  in the cost function and increasing  $W_{Q_c}$  has several effects on the final models : less gradual, more step-like diffusivity profiles, smaller  $D$  below  $z_D$ , smaller  $Q_i$ . However, we could not find any significant improvement of the fit to the data. Having incorporated  $Q_c$  in the cost function, we also tested the effect of choosing a layered  $Q_i$  model instead of a constant  $Q_i$  model. It turned out that the retrieved  $Q_i$  profiles showed very little depth dependence. This should not come as a surprise because  $Q_c$  measurements showed no or very little dependence with source depth. This feature is consistent with a depth independent  $Q_i$ . To summarize, the tests of the effect of the parameterization led us to use  $z_D = 150$  km, and to only invert for  $t_{max}$  only, leaving the  $Q_c$  measurements for a posteriori verification of the models. This parameterization provided the models with the highest fitness scores. To give further insight into our results, we now illustrate the essential role played by spherical geometry in reproducing the main features of lunar seismogram envelopes.

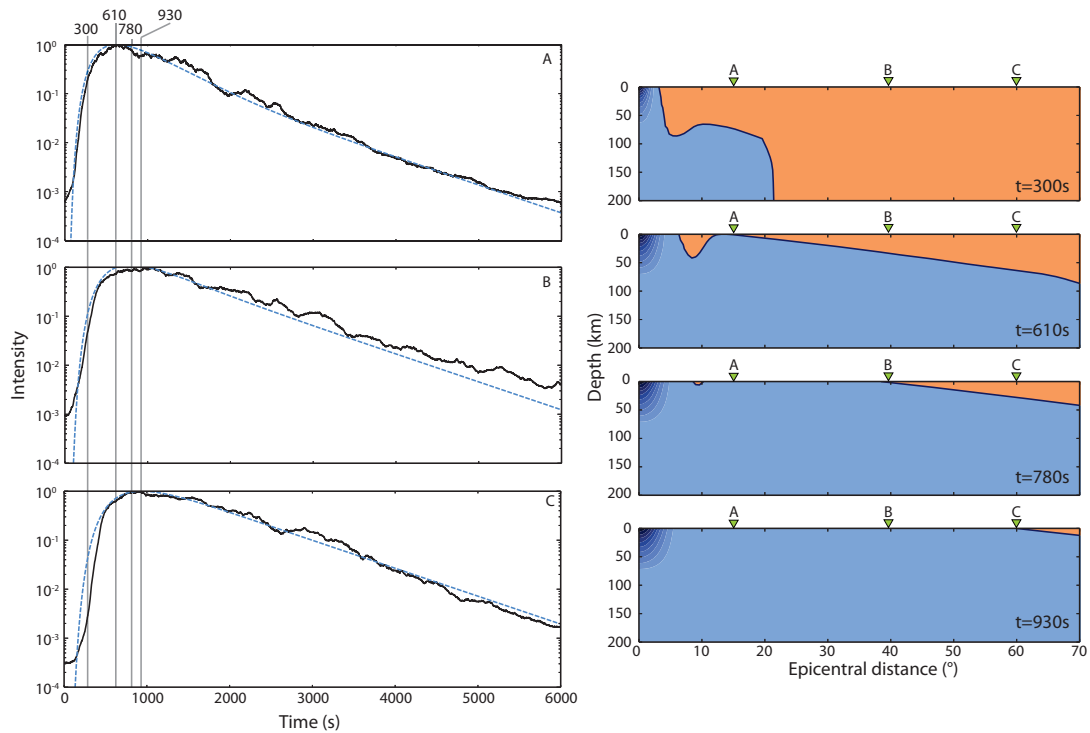


FIGURE 2.10 – Left panels : synthetic (light blue) and observed (black) energy envelopes of Lunar seismograms as a function of lapse-time for three stations located at  $15.6^\circ$  (A),  $38.5^\circ$  (B) and  $60.9^\circ$  (C) epicentral distance, respectively. The arrival time of the maximum at A, B and C is 610 s, 780 s and 930 s, respectively. Right panels : Snapshots representing the propagation of the energy maximum within the Moon. The color scale gives the sign of the time derivative of the intensity in the medium : negative in blue, positive in red. The bottom three panels show the diffusion front at the arrival time of the maximum at A, B and C (from top to bottom, respectively).



### Role of the spherical geometry

To illustrate the impact of the stratification of heterogeneity in spherical geometry, we consider the distribution of the energy maximum in the Moon at various steps of the simulation. Figure 2.10 (right) shows 4 snapshots of the temporal derivative of the intensity at 300s, 610s, 780s and 930s propagation time (from top to bottom). To facilitate the visualization, only the first 200 km of the lunar interior are represented in cartesian geometry. Intensity increases (resp. decreases) in orange (resp. blue) areas. The maximum of the energy is obviously located at the boundary between the orange and blue regions. The three times 610s, 780s and 930s correspond to the arrival time of the energy maximum at stations  $A$ ,  $B$  and  $C$ , located respectively at  $15.6^\circ$ ,  $38.5^\circ$  and  $60.9^\circ$  epicentral distance. The modeled and observed energy envelopes at  $A$ ,  $B$  and  $C$  are plotted in the three panels on the left (from top to bottom). In spite of the tremendous simplification incurred by the use of the diffusion approximation, we find very reasonable agreement between real and modeled seismogram envelopes. This confirms that the model captures the essential physics of the propagation. The top panel of Figure 2.10 shows several interesting features. First of all, we note that the initial disturbance spreads out very slowly in the first 100 km of the model, in agreement with the strong stratification of heterogeneity (see Table 2.2). As a consequence of the very rapid increase of the diffusivity at this depth, we observe a kind of “detachment” of the diffusion wavefront in the lower part of the medium. Finally, it is worth noting that some of the energy that has leaked out in the mantle tends to re-enter into the Megaregolith at about  $10 - 15^\circ$  epicentral distance. As shown in the second panel from the top on the right ( $t = 610$ s), this kind of “refraction” of the diffuse wavefront is at the origin of the simultaneous arrival of the energy maximum at three epicentral distances. Typically, beyond  $15^\circ$  epicentral distance, the energy that re-enters the surface layers after propagation in the underlying weakly scattering medium arrives earlier than the energy that has remained entrapped in the heterogeneous surface layers. In this panel ( $t = 610$ s), we also observe a small gap near  $10 - 15^\circ$  epicentral distances where the energy has not arrived yet, and which progressively closes as illustrated in the lowermost two panels of Figure 2.10 (right). This explains nicely the observation reported on Figure 2.6 that  $t_{max}$  dramatically increases for impacts around  $10^\circ$  epicentral distance. Figure 2.10 demonstrates that a stratification of scattering properties in spherical geometry is key to decipher the complex dependence of  $t_{max}$  on epicentral distance observed in the lunar data.

Our results validate the multiple-scattering approach but could certainly be improved by considering more accurate scattering models such as radiative transfer theory (Margerin, 2005), or the seismic phonon approach (Shearer and Earle, 2004;

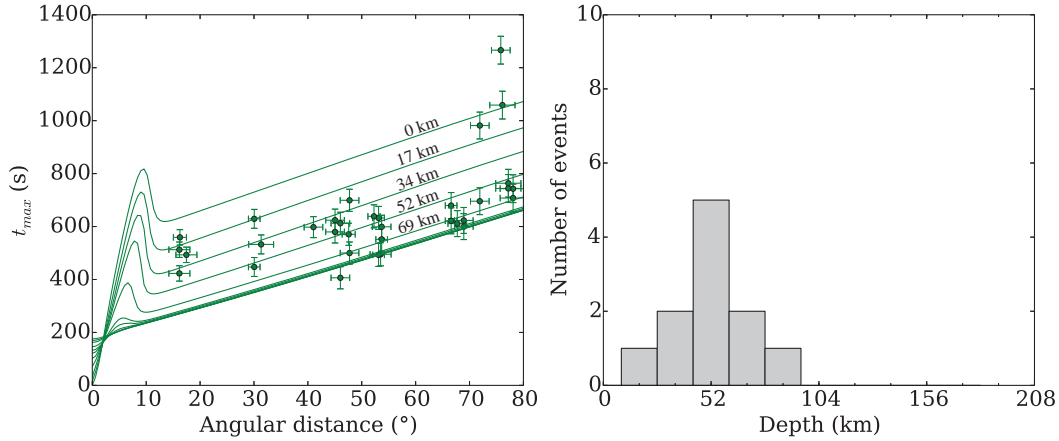


FIGURE 2.11 – Left : observed (dots) and modeled (lines)  $t_{max}$  measurements for shallow moonquakes. The source depth is indicated next to each solid curve. Note that for source depths greater than 85 km, the  $t_{max}$  curves become virtually indistinguishable beyond  $10^\circ$  epicentral distance. Right : histogram representing the inferred depth distribution of shallow moonquakes.

Blanchette-Guertin et al., 2015b). In particular, the reader may have noticed that the mean free time in the lunar mantle is of the order of 500s, which is not negligible in comparison with the transit times of the waves through the mantle. This implies that the diffusion approximation may not describe accurately the energy propagation in some parts of the model. Furthermore, seismogram envelopes for deep moonquakes generally show two distinct energetic arrivals associated with  $P$  and  $S$  waves which implies that some fraction of the energy propagates coherently from source to station. Again, coherent propagation is not accounted for in diffusion theory. Although the main feature of our model, i.e., the presence of a large heterogeneity contrast at depth is robust, the details of the  $Q_{sc}$  profile will certainly be subject to modifications as better modeling approaches are being developed. Our scattering model may nevertheless serve as a starting point for an inversion based on more computationally demanding methods such as Monte-Carlo simulations.

### Source depth of shallow moonquakes

As stated earlier, shallow moonquakes were not used in the inversion process because of the poor constraints on their source depth. Using the best-fitting attenuation model derived from impacts and deep moonquakes data, we solve the diffusion equation with energy sources regularly distributed between 0 and around 200 km depths, which corresponds to the depth range from which shallow moonquakes are thought to originate (Lammlein, 1977; Nakamura et al., 1979; Garcia et al., 2011). We then compute the cost function  $\chi$  of shallow moonquakes for each candidate source depth in two different manners. In the collective approach, we assume that all moonquakes

originate from the same depth. It turns out that the source depth that minimizes the misfit between data and model predictions is approximately equal to 52 km. In the individual approach, we minimize the misfit independently for each shallow event. A histogram illustrating the resulting depth distribution of moonquakes is shown in Figure 2.11 (right). This distribution shows a peak around 52 km depth. The shallowest (resp. deepest) events occur below approximately 10 km (resp. 80 km) below the surface. We performed the same exercise with our ten best attenuation models and did not find any significant change in the depth distribution of moonquakes. Around 52 km depth, the scattering quality factor is extremely low ( $Q_{sc} \approx 5$ ) which in turn implies that moonquakes take place at depth in a highly fractured and heterogeneous medium.

### 2.3.6 Discussion

#### Structure and depth extent of the megaregolith

The diffusivity profile of our best-fitting model holds several points of interest. As previously noted,  $D$  can be as low as 2 km<sup>2</sup>/s at 0.5 Hz at the surface, implying  $Q_{sc}$  is about 10. On Earth, such values are considered extreme and are exclusively found in very heterogeneous media such as volcanoes. As an example, Wegler (2004) found  $D = 0.1$  km<sup>2</sup>/s for Vesuvius volcano, corresponding to a transport mean free path for S waves of about 200 m, 3 orders of magnitude smaller than usual Earth's crust values. On the Moon, this level of heterogeneity is found on average throughout the entire surface layer. In their 1-layer-over-half-space model, Dainty et al. (1974) proposed an effective vertical diffusivity in a 25 km thick scattering layer of 0.8 km<sup>2</sup>/s at 0.45 Hz, which is consistent with our results.  $D$  then increases in our model up to 25 km<sup>2</sup>/s at about 100 km depth. This decreasing level of heterogeneity can be attributed to crack closure with increasing confining pressure. This implies that cracks may well be present at greater depth than previously thought (Lognonné et al., 2003). Wiecek et al. (2013) find that pore closure, which would explain a decrease in the degree of heterogeneity, could be caused by viscous deformation at a depth ranging from 40 to 85 km. If we take into account the 17-km resolution of our model, we find that our diffusivity profile agrees with the deeper estimate for the depth of pore closure. Finally, the important increase of  $D$  up to 3330 km<sup>2</sup>/s at 150 km depth gives the depth at which most of the heterogeneity disappears, and under which we can consider the Moon to be a very weakly inhomogeneous medium. Compared to previous estimates, the persistence of a high level of heterogeneity at depth suggests that porosity may in fact be present below 50 km. This may have implications for the estimation of the size and density of the lunar core, which are partly constrained by the moments of inertia of the Moon.

### The origin of shallow moonquakes

We found that shallow moonquakes occur on average at fifty kilometers depth. In our best model, this corresponds to a diffusivity  $D \approx 10 \text{ km}^2/\text{s}$ , indicating that the medium is still highly heterogeneous. Shallow moonquakes are the most energetic events on the Moon, with magnitudes as large as 5 (Goins et al., 1981a). This implies that the size of the blocks that compose the megaregolith at this depth must be large enough to accommodate displacement along faults. Nakamura et al. (1979) located the shallow moonquakes foci in the upper mantle and found a correlation between their epicentral distribution and lunar basins. The authors further suggest that shallow moonquakes may be distributed along circular faults around impacts basins. Nakamura (1980) compares shallow moonquakes to intraplate earthquakes, which also occur in regions of pre-existing mechanical weakness. The similarity between shallow moonquakes and intraplate earthquakes is further attested by the spatial correlation between anomalies in electrical conductivity and shallow moonquakes epicenters (Dyal and Daily, 1979; Sonett et al., 1974), also observed for intraplate earthquakes (Lilley, 1975). Generally, our results indicate that shallow moonquakes must occur in the fractured zone of the Moon and seem consistent with the hypothesis that they are related to the formation of great impact basins. The question of the origin of the stress responsible for shallow moonquakes is still open. Nakamura et al. (1979) suggest that structural disturbances, geochemical differentiation and redistribution of radiogenic heat sources caused by the formation of impact basins may still influence the thermal regime, and explain the presence of seismicity in these regions.

### Possible lateral variations of heterogeneity from $t_{max}$

Although our work focuses on the determination of a preliminary heterogeneity model for the interior of the Moon, we considered the possibility to detect lateral variations in the crustal structure. Previous studies based on arrival times of direct phases (e.g. Chenet et al., 2006) have been hindered by the difficult identification of ballistic waves in impact signals, which contain information about the crust. We searched for the signature of crustal lateral variations by regionalizing the  $t_{max}$  measurements. Two groups of measurements are defined based on the fact that the direct rays cross (or not) the lunar Highlands. Unfortunately, we could not establish a reliable correlation between the source-receiver path and the value of  $t_{max}$ . Nevertheless, we found that station 16 usually corresponds to anomalously large value of  $t_{max}$ . Interestingly, this is the only station to be located on a lunar Highland (Hinnert, 1972). Larger  $t_{max}$  indicates that the waves have propagated through a medium which is more strongly scattering and/or less absorbing than

our global average attenuation model. These results agree qualitatively with the results of Blanchette-Guertin et al. (2015b) who studied numerically the possibility to detect lateral variations in the depth of the megaregolith.

### On the existence of a deep partially molten layer

A partially molten layer has been proposed to explain the almost complete absence of recorded seismic events originating from the far side of the Moon, and the lack of shear wave content in the few signals that are thought to have been generated in this region. Khan et al. (2014) suggest that a molten layer, about 150 km thick and located between 1250 and 1400 km depth is required to explain the geophysical data. To test the possibility to detect such layer, we introduced a low- $Q_i$  zone at depth and monitored its effect on the envelope shape through the measurements of the coda quality factor  $Q_c$  for impacts and deep moonquakes. Our numerical tests suggest that the only significant effect of adding such a layer is to lower the value of  $Q_c$ , which, as previously noted, represents a volume average of  $Q_i$ . In particular, it does not seem possible to detect the depth of the layer from the lapse-time, epicentral distance or source depth dependence of  $Q_c$ . A decrease of more than 1 order of magnitude of  $Q_i$  in the molten layer is needed to significantly lower the overall  $Q_i$  value. Another series of tests showed that the introduction of this low- $Q_i$  layer in the model has no significant effect on  $t_{max}$ . We conclude that measurements of  $t_{max}$  and  $Q_c$  alone do not suffice to detect the existence of a partially molten layer.

### 2.3.7 Conclusion and future works

In this study, we have used two simple parameters - $t_{max}$ , the arrival time of the energy maximum, and  $Q_c$ , the coda quality factor- to characterize the shape of lunar seismogram envelopes as a function of epicentral distance and source depth. In the case of impacts, we were able to identify a propagation anomaly in the  $t_{max}$  curve at about  $10^\circ$  epicentral distance. Using a diffusion model in spherical geometry, we explained physically the observed anomaly by the presence of a large contrast of heterogeneity at depth in the Moon. By minimizing the misfit between data for moonquakes and impacts and predictions of the multiple scattering model, we found that an abrupt decrease in scattering attenuation occurs at a depth of about 100 km, which we interpret as the lower boundary of the megaregolith. This result suggests the presence of porosity at large depth in the Moon as put forward by Wiczorek et al. (2013). Furthermore, our study confirms the low level of seismic absorption -about one order of magnitude lower than on Earth- and the very high level of scattering attenuation at the surface of the Moon. Perhaps surprisingly, we find that scattering remains intense up to about 100 km depth. This feature is

most likely explained by the presence of fractures and cracks in the Moon's mantle and crust that have likely been inherited from the late heavy bombardment. Using our attenuation model we were able to put constraints on the location of shallow moonquakes and found that they most likely originate from about 50 km depth  $\pm$  20 km, thereby reducing the uncertainty in their location.

In future works, it could be interesting to use the diffusivity profile to put constraints on the block size distribution inside the megaregolith. Such a task may be achieved thanks to homogenization techniques such as the generalized coherent potential approximation which allows the computation of the scattering properties of disordered media with dispersion micro-structure (see Sheng, 2006, for details). Our approach may also benefit from more sophisticated modeling approaches such as elastic radiative transfer (e.g. Margerin, 2005). This theory allows the computation of full seismogram envelopes including all ballistic arrivals as well as their coda. Full envelope inversion may improve the depth resolution of our model but most importantly could enable the mapping of lateral variations of scattering properties in the Moon.

## 2.4 Effet des structures géologiques de surface sur la coda sismique

Cette section et la suivante présentent plus en détail certains points de la discussion de l'article (Gillet et al., 2017).

La surface de la Lune est constituée de "mers" (des plaines basaltiques), qui apparaissent sombres sur la surface de la Lune, et de hauts plateaux anorthositiques qui apparaissent clairs. L'observation de différences dans les codas de signaux correspondants à des trajets qui échantillonnent préférentiellement l'un ou l'autre de ces terrains pourrait apporter des informations sur ces terrains. Une étude de Blanchette-Guertin et al. (2015a) utilise des sismogrammes synthétiques générés par leur méthode présentée dans Blanchette-Guertin et al. (2015b) dans des modèles à différentes épaisseurs de mégarégolithe. Leur résultat montre significativement moins de scattering pour les ondes qui se propagent dans des bassins au mégarégolithe fin. Pour étudier l'influence des variations latérales du mégarégolithe sur nos données, on se base sur les mesures de  $t_{max}$  des impacts. On distingue les  $t_{max}$  mesurés supérieurs ou inférieurs au  $t_{max}$  prédit par le modèle à une même distance épacentrale. Dans la Fig 2.12,  $d_{t_{max}}$  représente la différence entre le  $t_{max}$  mesuré et le  $t_{max}$  du modèle pour la même distance épacentrale. La position des stations est indiquée par les triangles jaunes. Les tracés bleus sont la projection à la surface du trajet direct entre les événements et les stations. En triant uniquement les trajets aux  $d_{t_{max}}$  positifs, puis

négatifs, on cherche si deux populations de trajets distinctes par le type de terrain traversé apparaissent. Les Figs 2.12a et 2.12b indiquent les trajets source-station des signaux dont la coda présente un  $d_{t_{max}}$  négatif et positif respectivement, pour des distances épacentrales inférieures à  $13^\circ$ . Cette distance correspond à la limite supérieure du maximum local de  $t_{max}$  pour les impacts et le début de la deuxième pente stable (cf Fig 2.9). En dessous de  $13^\circ$ , les ondes d'impact n'échantillonnent que la couche hétérogène en surface. Au delà de  $13^\circ$ , les ondes d'impact échantillonnent également le milieu sous cette couche. Les Fig 2.12c et 2.12d représentent les trajets source-station des signaux dont la coda présente un  $d_{t_{max}}$  respectivement négatif et positif pour des distances épacentrales supérieures à  $13^\circ$ . On n'observe aucune distinction claire entre les deux populations. Dans chaque cas, des trajets traversant essentiellement des mers ou des highlands sont gardés. Il semble donc impossible de discriminer le type de terrain traversé par la simple observation de l'avance ou du retard de l'arrivée du maximum d'énergie. Si le trajet ne semble pas influencer clairement le  $t_{max}$  mesuré, on peut ensuite examiner l'effet de site, à savoir si le terrain sur lequel la station est déployée a un effet sur le  $t_{max}$ . La station 16 est la seule à être localisée sur un haut plateau, les stations 12, 14 et 16 étant toutes sur des mers lunaires. La Fig 2.13 représente pour chaque station, par cadran d'azimuth, l'écart moyen entre le  $t_{max}$  modèle et les  $t_{max}$  mesurés. Il est là encore difficile d'identifier une logique dans la distribution des données. Les stations S12, S14 et S15 enregistrent des  $t_{max}$  avec un retard ou une avance du même ordre par rapport au modèle. Cependant, pour la station 16, les  $t_{max}$  mesurés sont globalement supérieurs au modèle. On peut donc avancer que le fait que la station 16 soit déployée sur un haut plateau entraîne un plus fort scattering dans les codas des signaux qui y sont enregistrés. On note malgré tout que le peu de données disponibles nous oblige à considérer ceci avec précaution.

## 2.5 Effet d'une potentielle couche partiellement fondue sur la coda sismique

La possibilité qu'une couche partiellement fondue soit présente dans la Lune a été avancée par plusieurs études (Khan et al., 2004; Nakamura, 2005; Weber et al., 2011) notamment pour expliquer le manque de sismicité en provenance de la face cachée dans les données. Khan et al. (2014) considère cette couche indispensable pour expliquer différentes mesures géophysiques. Cette couche ferait 150 km d'épaisseur et se situerait entre 1250 et 1400 km de profondeur. Avant de se prononcer sur son existence, on cherche à savoir si les mesures que l'on réalise sur la coda peuvent être influencée de manière significative par une telle couche. Pour cela, on génère

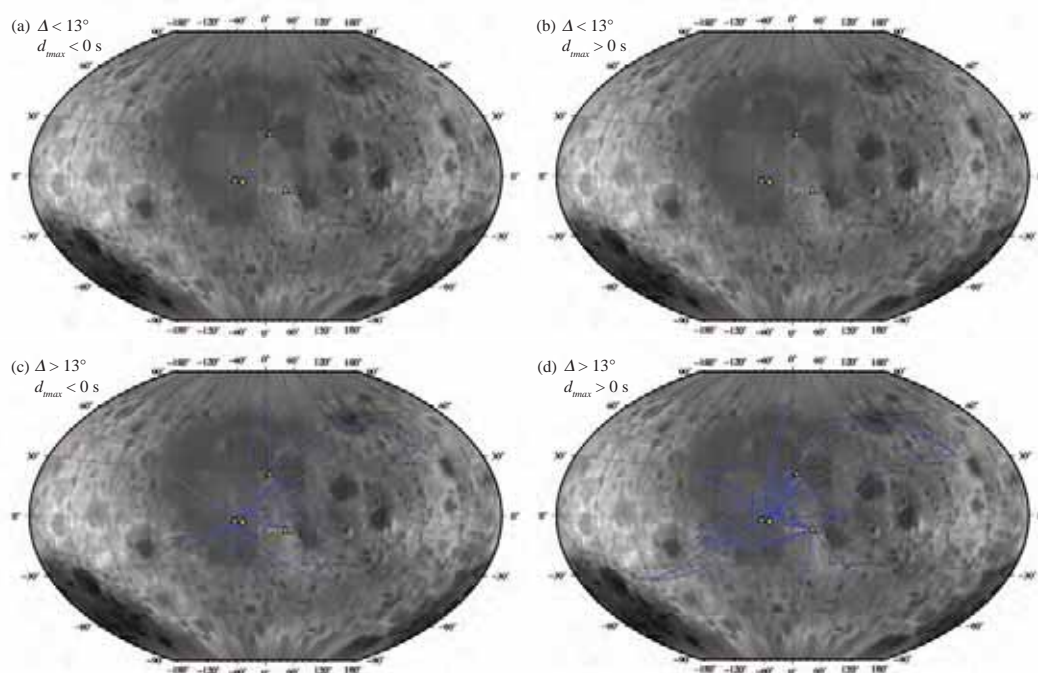


FIGURE 2.12 – Cartes représentant le trajet direct en surface entre sources d'impacts et stations triés par distance épacentrale et la différence entre  $t_{max}$  mesuré et modélisé,  $d_{tmax}$ . (a) : distance épacentrale inférieure à  $13^\circ$ ,  $t_{max}$  mesuré inférieur au modèle. (b) : distance épacentrale inférieure à  $13^\circ$ ,  $t_{max}$  mesuré supérieur au modèle. (c) : distance épacentrale supérieure à  $13^\circ$ ,  $t_{max}$  mesuré inférieur au modèle. (d) : distance épacentrale supérieure à  $13^\circ$ ,  $t_{max}$  mesuré supérieur au modèle.



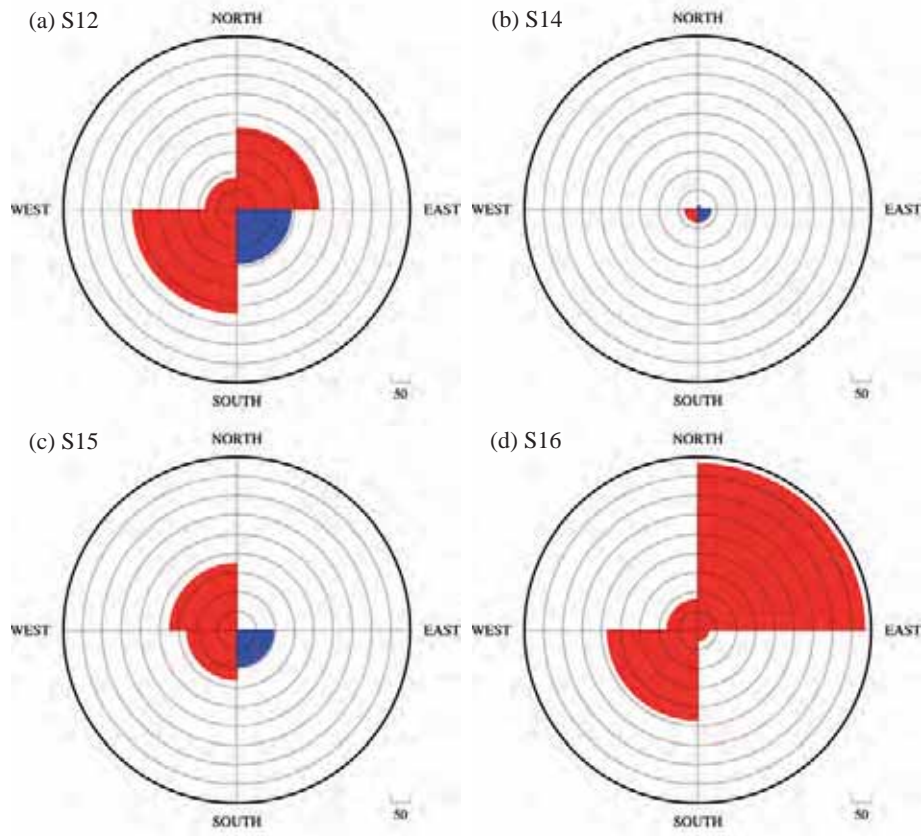


FIGURE 2.13 – Représentation par station du  $d_{tmax}$  moyen sur chaque cadran azimuthal pour les stations S12 (a), S14 (b), S15 (c) et S16 (d). Les graduations indiquent un écart de 50 s entre données et meilleur modèle. Les cadrans rouges indiquent un écart moyen positif (arrivée du maximum d'énergie plus tardive que le modèle), les cadrans bleus un écart négatif (arrivée du maximum plus rapide que le modèle). Ainsi, seule S16 présente des  $d_{tmax}$  positifs sur chaque cadran, et les écarts les plus importants en moyenne sur tous les cadrans. Les  $d_{tmax}$  sont négatifs dans le cadran sud-est pour S12 et S15, et dans la moitié est pour S14.

des modèles en diminuant la valeur de  $Q$  aux profondeurs proposées. La Fig 2.14 présente la mesure de  $Q_c$  sur des enveloppes synthétiques issues de différents modèles à couche à faible  $Q$ . Dans chaque cas, on a opéré la mesure sur des événements placés tous les  $10^\circ$  de distance épacentrale, en faisant glisser la fenêtre de mesure dans la coda. Ceci explique les motifs réguliers observés sur ces courbes. On observe que le seul effet est une diminution de la valeur plateau de  $Q_c$ . Pour un  $Q$  homogène, dans ce modèle, on mesure un  $Q_c$  plateau de 3100. Avec une couche de 150 km avec  $Q = 500, 50$  et  $5$ ,  $Q_c$  vaut 2700, 2300 et 2200 respectivement. Un modèle avec un  $Q$  homogène plus faible peut produire la même mesure de  $Q_c$  qu'un modèle avec une couche à  $Q$  faible et un  $Q$  plus élevé par ailleurs. La Fig 2.15 présente des enveloppes synthétiques générées dans ces mêmes modèles à une couche profonde à faible  $Q$ , comparées aux enveloppes générées dans un modèle à  $Q$  homogène. On observe sur ces figures qu'à  $40^\circ$  de distance épacentrale, l'énergie mesurée des impacts est légèrement diminuée par la présence de cette couche malgré sa profondeur. Ceci illustre le fait que l'énergie échantillonne l'intégralité de la sphère. Intuitivement, l'énergie des séismes profonds est la plus influencée par la couche, sa source se situant à des profondeurs proches de la couche. On remarque cependant que l'effet de cette couche sur la position du maximum d'énergie de l'enveloppe est moindre. Dans le cas le plus influencé par la couche, à savoir l'enveloppe de séisme profond avec une couche à  $Q = 5$ , le maximum est décalé de moins de 100 s. On note que cet écart est inférieur à la dispersion des mesures de  $t_{max}$ , tel qu'illustré dans la Fig 2.9. Rien dans les résultats de  $Q$  ou de  $t_{max}$  ne peut être imputé uniquement à une telle couche. Cette étude n'est donc pas affectée par la présence ou l'absence d'une telle couche, et ne peut confirmer ni infirmer son existence.

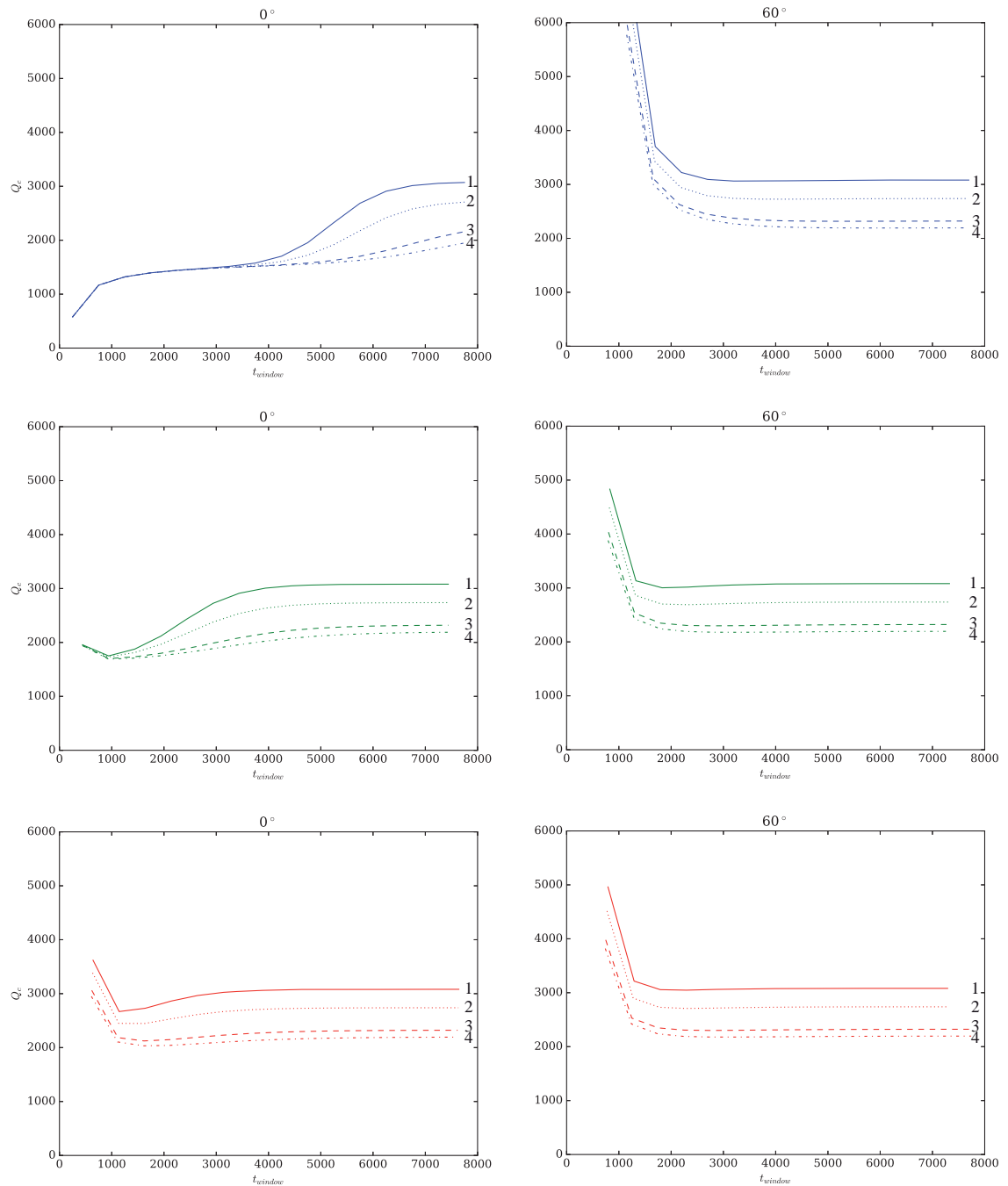


FIGURE 2.14 – Mesure de  $Q_c$  en fonction de la position de la fenêtre de mesure dans la coda  $t_{window}$  à deux distances épacentrales. Haut : mesures pour impacts (source à  $0\text{ km}$  de profondeur) en bleu. Milieu : mesures pour séismes superficiels (source à  $200\text{ km}$  de profondeur), en vert. Bas : mesures pour séismes profonds (source à  $1000\text{ km}$  de profondeur), en rouge. 1 : pour un modèle à  $Q$  homogène ( $Q = 3100$  pour ce test). 2 : pour un modèle avec une couche à  $Q = 500$  entre  $1250\text{ km}$  et  $1400\text{ km}$  de profondeur. 3 : pour un modèle avec une couche à  $Q = 50$  entre  $1250\text{ km}$  et  $1400\text{ km}$  de profondeur. 4 : pour un modèle avec une couche à  $Q = 5$  entre  $1250\text{ km}$  et  $1400\text{ km}$  de profondeur.

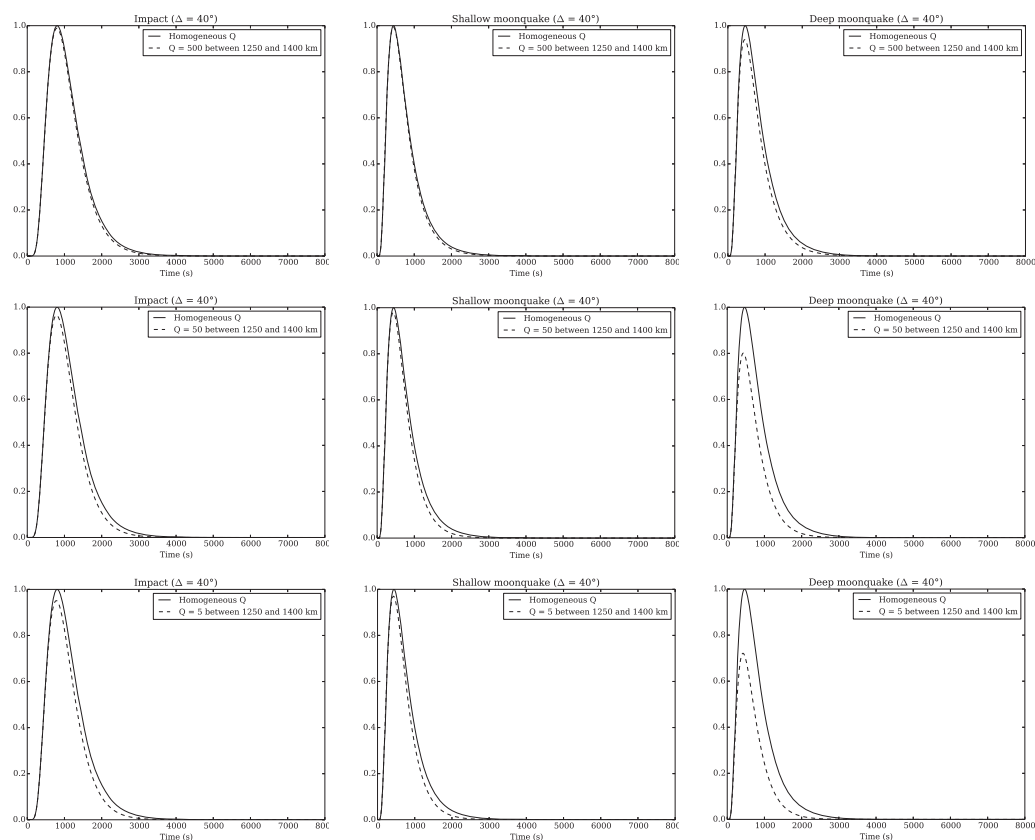


FIGURE 2.15 – Envelopes synthétiques d'événements sismiques dans un modèle à couche à faible  $Q$  comparées à un modèle à  $Q$  homogène. Les trois couches testées ont un  $Q = 500$  entre 1250 km et 1400 km de profondeur (haut),  $Q = 50$  entre 1250 km et 1400 km de profondeur (milieu) et  $Q = 5$  entre 1250 km et 1400 km de profondeur (bas). Gauche : impacts (source à 0 km de profondeur). Milieu : séismes superficiels (source à 200 km de profondeur). Droite : séismes profonds (source à 1000 km de profondeur).



# Chapitre 3

## Atténuation des ondes sismiques à Taiwan

### 3.1 Introduction

On a vu dans le chapitre précédent comment une étude simple de la coda sismique a permis d'obtenir de nouveaux résultats concernant la structure de la surface de la Lune. La coda sismique est également utilisée dans le cas plus complexe de la Terre en utilisant d'autres méthodes. L'objectif de la deuxième étude de cette thèse est d'extraire de la coda sismique la structure d'atténuation de Taïwan. On utilise ici la MLTWA, une méthode qui nous permet de séparer les contributions du scattering et de l'absorption. Taïwan se situe dans un contexte sismotectonique très complexe, avec zones de subduction, chaîne de montagne, collision, failles... De plus, la particularité de cette région réside dans le fait qu'on trouve ces structures très variées sur une petite échelle spatiale (400 par 150 km). L'intérêt est donc ici de découvrir si cette méthode de mesure des propriétés d'atténuation va nous permettre de discerner des variations importantes d'atténuation à si petite échelle.

Ce chapitre est constitué d'une version de travail d'un article présentant les résultats de cette étude, accompagné d'une section introductive développant le contexte géologique et sismique de Taïwan.

#### 3.1.1 Contexte sismotectonique

Taiwan se situe à la frontière entre la plaque eurasiatique et la plaque philippine (Fig. 3.1). Le long de la fosse de Manille, la plaque eurasiatique entre en subduction vers l'est sous la plaque philippine et forme l'arc volcanique de Luçon. Au nord-est de Taiwan, le long de la fosse de Ryukyu, on observe la situation opposée : la plaque philippine y plonge vers le nord sous la plaque eurasiatique. Taiwan résulte de la collision entre la marge continentale chinoise et l'arc volcanique de Luçon qui

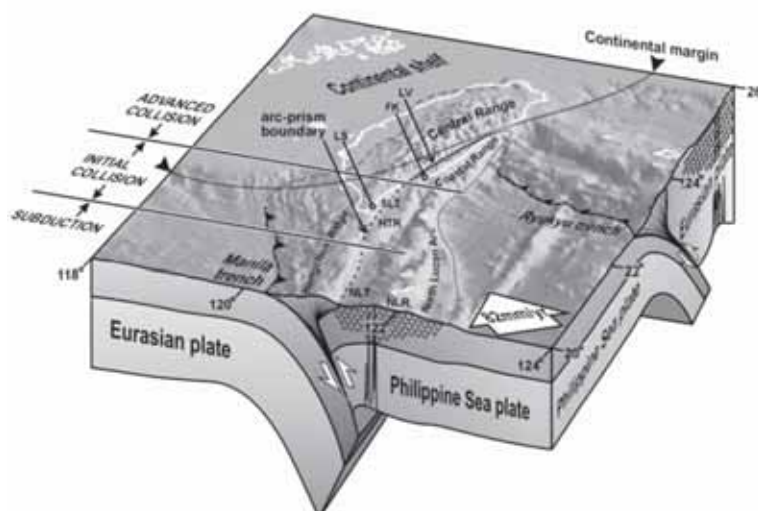


FIGURE 3.1 – Bloc-diagramme montrant le contexte tectonique de Taïwan. On observe sur la tranche Sud la subduction de la plaque eurasiennne sous la plaque philippine marquée en surface par la fosse de Manille, et sur la tranche est la subduction de la plaque philippine sous la plaque eurasiennne marquée en surface par la fosse de Ryukyu. Sur la gauche de la figure sont indiqués les différents stades de collision en cours : du sud au nord une subduction, une collision initiale et une collision avancée. Source : Chang et al. (2001)

a débuté il y a 6,5 Ma. La convergence oblique entre les deux plaques implique que la collision se propage vers le sud. Le taux d'érosion important de Taiwan permet d'observer des marqueurs de collision déjà matures au nord, alors que la collision a toujours lieu au sud. Grâce à cette particularité, il est possible d'étudier l'orogène à différents stades de sa formation en étudiant des transects E-W le long de la chaîne de montagne, de la collision avancée au nord, à la subduction au sud (Simoes et al., 2012).

Taïwan est composée de plusieurs unités géologiques distinctes, d'ouest en est : (Fig. 3.2) : la plaine côtière (Coastal Plain, CP), le piémont ouest (Western Foothills, WF), la chaîne centrale (CR, subdivisée en HR : Hsueshan Range, BR : Backbone Range et TC : Tananao Complex) et la chaîne côtière (Coastal Range, CoR).

La CP est le bassin d'avant-pays non déformé. Une région de la CP est remarquable : le Peikang Basement High (PH), formé par l'avancée importante de la marge continentale sur Taïwan, qui indente la région et génère des failles dans cette unité et les WF (Mouthereau et al., 2002). Les WF sont composés de sédiments non métamorphiques. La structure de cette unité est celle d'une ceinture de chevauchements, qui pourrait accommoder l'essentiel du raccourcissement de la chaîne de montagnes (Simoes and Avouac, 2006). Les failles Chelungpu et Chachou (Fig 3.3) séparent nettement ces unités de la CR, qui occupe le centre de Taïwan.

Le scénario classique de la formation de la CR est celui du prisme d'accrétion,

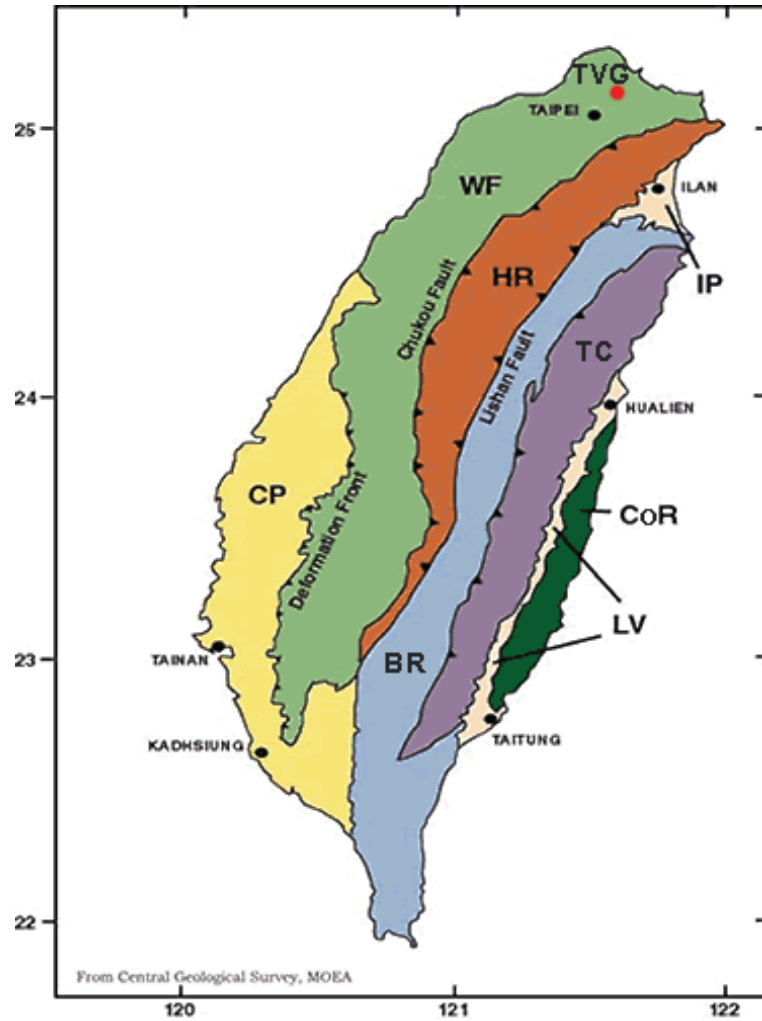


FIGURE 3.2 – Carte géologique simplifiée de Taïwan. CP : plaine côtière (Coastal Plain). WF : piémont ouest (Western Foothills). Chaîne centrale (CR) composée de : HR, chaîne de Hsueshan (Hsueshan Range), BR, chaîne centrale ouest (Backbone Range), TC, le complexe de Tananao (Tananao Complex). LV : vallée longitudinale (Longitudinal Valley). CoR : chaîne côtière (Coastal Range). Modifié d'après Central Geological Survey of Taiwan, MOEA.



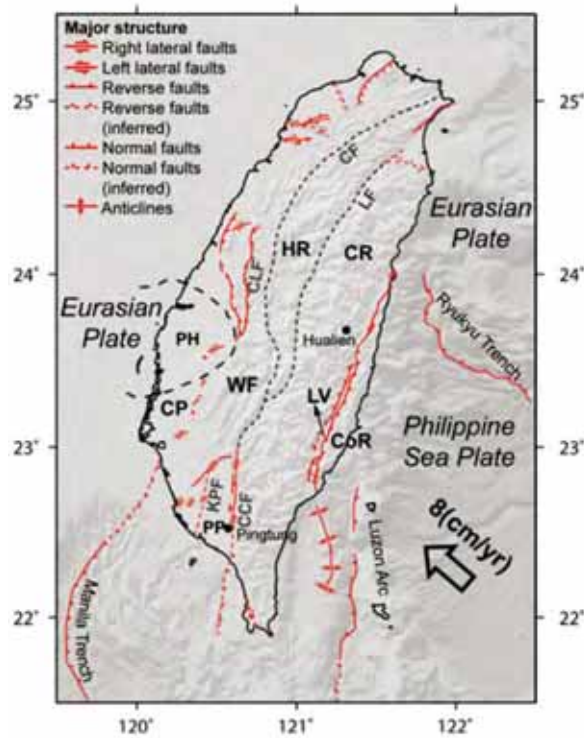


FIGURE 3.3 – Failles actives majeures à Taïwan. Les sigles indiqués sur la carte correspondent aux grandes provinces géologiques (CP : Coastal Plain, WF : Western Foothills, HR : Hsueshan Range, CR : Central Range, LV : Longitudinal Valley, CoR : Coastal Range), aux plus grandes failles (CLF : Chelungpu Fault, KPF : Kaoping Fault, CCF : Chaochou Fault, CF : Chuchih Fault, LF : Lishan Fault), et à deux régions d'intérêt, PH : Peikang Basement High et PP : Pingtung Plain. Les symboles représentent les différents types de failles. La flèche indique le mouvement relatif entre la plaque philippine et la plaque eurasiennne (8 cm/an vers le nord-ouest). Source : Wang et al. (2010b).

avec une accrétion essentiellement frontale. Les détails de cette formation et des contributions de l'accrétion frontale et du sous-plaquage sont encore débattus (Dahlen and Barr, 1989; Barr and Dahlen, 1989; Barr et al., 1991; Simoes and Avouac, 2006; Simoes et al., 2007). La HR et la BR, les deux unités qui forment la CR, sont composées de sédiments de la marge passive qui ont été accrétés dans le prisme de Taïwan. Teng (1990) énonce que la Faille de Lishan (LF) (Fig 3.3) entre ces deux unités est une ancienne faille normale réactivée. Une partie de la BR au sud se situe, exceptionnellement, à l'est du TC. Plusieurs observations de terrain suggèrent que la série pourrait être renversée à cet endroit (Suppe, 1976; Ernst, 1983). Le TC a l'histoire métamorphique la plus complexe. Il est composé de deux ceintures en contact par chevauchements imbriqués, la ceinture de Tailuko, à l'ouest, et la ceinture de Yuli, à l'est (Stanley et al., 1981; Warneke and Ernst, 1984).

La LV sépare la CR de la CoR. La CoR est due à la collision entre Taïwan et l'arc volcanique de Luçon. Cette région, contrairement au reste de Taïwan est donc constituée de matériel provenant de l'arc de Luçon qui fait partie de la plaque philippine. L'origine volcanique du matériel de cette région fortement marqué par la collision devrait présenter une signature forte en atténuation.

Au nord de Taïwan, on trouve le groupe volcanique de Tatun (TVG), à proximité de Taipei. À l'heure actuelle, on ne sait pas avec certitude si les volcans sont éteints ou endormis. Konstantinou et al. (2007) indiquent que si une chambre magmatique est toujours présente, elle devrait se trouver à au moins 7 km de profondeur. Song et al. (2000) indiquent que les volcans pourraient toujours être en faible activité, d'après des observations liées à l'hydrothermalisme, la sismicité et des mesures isotopiques. Belousov et al. (2010) considèrent le TVG toujours actif. Ils obtiennent un âge possible de 6000 ans pour la dernière éruption, et évoquent une activité diverse, constituée principalement de coulées de lave très visqueuses, mais pouvant atteindre exceptionnellement d'importantes éruptions pliniennes.

Ces structures très diverses rencontrées à Taïwan présagent des variations d'atténuation importantes. On s'attend à obtenir des signatures différentes entre les bassins et la CR, par exemple. Les grandes failles peuvent également apparaître dans nos mesures si les unités qu'elles mettent en contact ont des propriétés suffisamment différentes. La CoR, dont le matériel est issu de la collision avec l'arc volcanique de Luçon, aura probablement une signature de forte atténuation. Enfin, étant donné le degré métamorphique croissant entre la CP et les WF à l'ouest et la CR, on peut s'attendre à observer des variations associées d'atténuation des ondes sismiques.

On présente ici l'origine de la sismicité de Taïwan, dont une carte est donnée en Fig. 3.4. Des histogrammes de profondeur et de magnitude, en Fig 3.5, décrivent cette sismicité. Les sources sont distribuées de la surface jusqu'à 320 km de pro-

fondeur, ponctuellement. Wu et al. (2013) ont réalisé une évaluation globale de la sismicité   Taïwan à partir de données enregistrées entre 1900 et 2011. Les zones de subduction sont une source majeure de sismicité, et expliquent l'essentiel de la sismicité au nord-est (subduction de la plaque eurasienne) et au sud-ouest (subduction de la plaque philippine) de l' le, et la sismicité profonde. La convergence des deux plaques, à hauteur de 82 mm/an, entraîne de la déformation en compression à faible profondeur. Enfin, la convergence des plaques entraîne un épaississement de la croûte et la formation de la chaîne de montagne, phénomènes accompagnés d'événements sismiques. La sismicité est la plus importante au nord-est de Taïwan à cause de la zone de subduction. L'ouest de Taiwan est sujet à peu de sismicité à des profondeurs supérieures à 50 km au dessus de 23 N. Deux explications ont été avancées : le fait qu'au-dessus de cette latitude, la plaque plongeante contienne une plus grande part de lithosphère continentale (Lin (2002)), ce qui amène une déshydratation moindre (Chen et al., 2004), ou bien une limite d'élasticité inférieure (Ma and Song, 2004) et une transition fragile-ductile (isotherme à 350 C) moins profonde (Lin, 2000). Les deux séismes les plus meurtriers   Taïwan sont le séisme de Hsinchu-Taichung, 20 avril 1935, qui a causé 3276 morts, et le séisme de Chi-Chi, 21 septembre 1999, qui a causé 2470 morts. Wu et al. (2013) estime qu'il se produit environ 25 séismes de magnitude supérieure à 5 par an à Taïwan. La Fig. 3.4 montre également une importante sismicité hors des zones de subduction, dans la CR, les WF et la CP. Dans l'ouest de Taïwan, les sources des séismes de magnitude supérieure à 3 sont localisées à moins de 30 km de profondeur (Wu et al., 2008). Le séisme de Chi-Chi, par exemple, s' st produit au niveau de la faille de Chelungpu, dans une région marquée par une forte sismicité peu profonde dans une ceinture de chevauchement qui accommode le raccourcissement d  à la convergence des plaques eurasiatique et philippine (Wu et al., 2013).

### 3.1.2 Structure d'atténuation

Nous allons concentrer l'essentiel de cette section sur deux études récentes qui ont permis d'obtenir des cartes de l'atténuation à Taïwan, Wang et al. (2010b) et Cheng (2013). Ces deux études, comme nous allons le voir, utilisent une méthode différente de la nôtre pour quantifier l'atténuation.

Wang et al. (2010b) présentent une estimation de l'atténuation totale à Taïwan en utilisant les paramètres  $Q_p$  et  $Q_s$ . Ces paramètres représentent respectivement l'atténuation des ondes P et S. Ils sont utilisés pour obtenir des informations supplémentaires à celles que l'on peut tirer d'une tomographie utilisant  $V_p$  et  $V_s$  car l'atténuation est influencée différemment par les caractéristiques telles que la température, la fracturation, les fluides ou la porosité. La comparaison avec notre étude

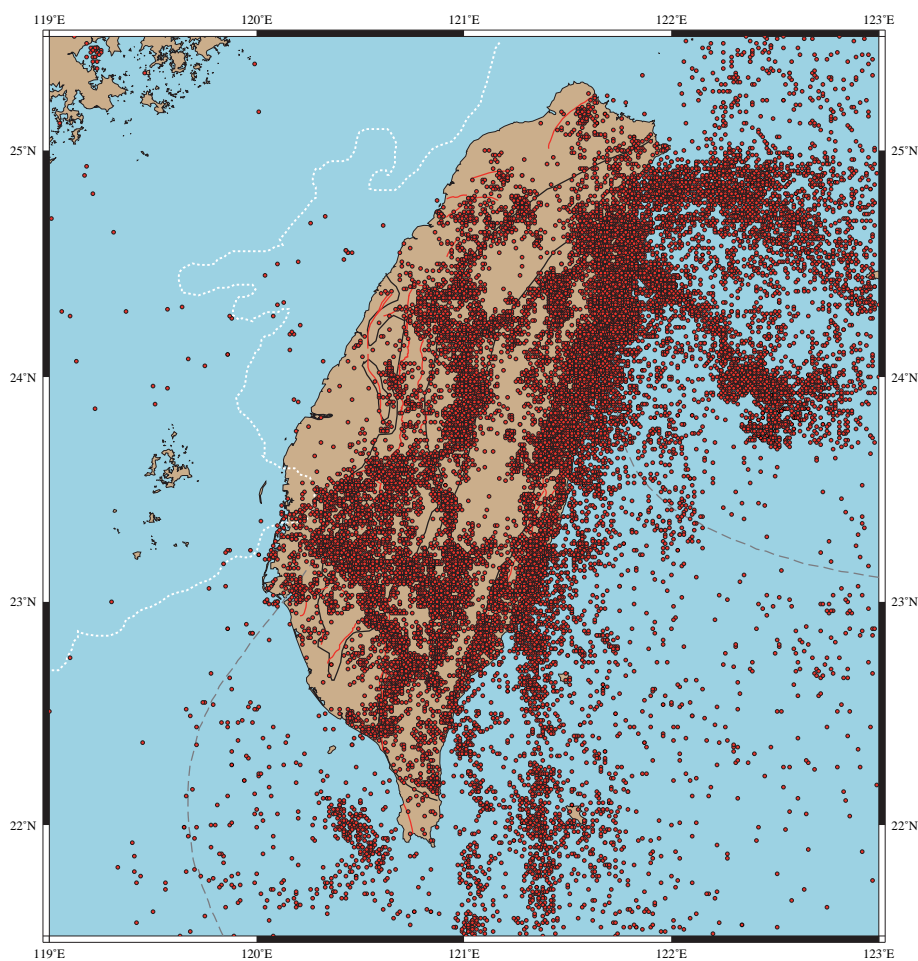


FIGURE 3.4 – Carte de la sismicité de Taïwan. Les événements représentés ont été enregistrés entre 1994 et 2016 par les réseaux du Central Weather Bureau et de l’Institute of Earth Sciences de Taïwan. Les magnitudes sont comprises entre 3,5 et 6,5.

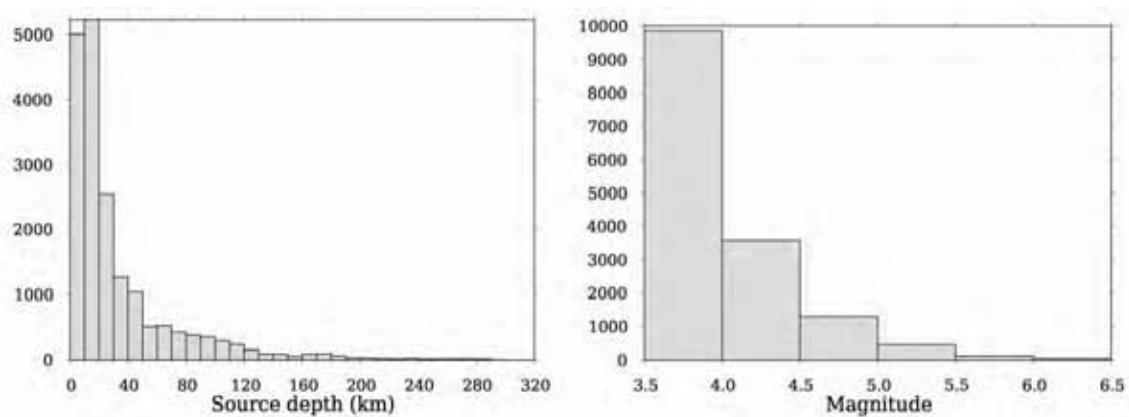


FIGURE 3.5 – Histogrammes de profondeurs de source (gauche) et magnitude (droite) de la sismicité à Taïwan entre 1994 et 2016, de magnitude comprise entre 3,5 et 6,5.

se fait au niveau de l'atténuation totale des ondes S, que l'on notera maintenant  $Q_t$ . Afin d'obtenir une estimation de cette atténuation, les auteurs utilisent le spectre de vitesse des signaux sismiques  $A_{ij}(f)$ , avec  $i$  l'événement et  $j$  la station. Le modèle utilisé est le suivant :

$$A_{ij}(f) = 2\pi f \Omega_0 \frac{f_c^2}{f_c^2 + f^2} \exp(-\pi f t_{ij}^*) \quad (3.1)$$

avec  $\Omega_0$  la valeur plateau à longue période,  $f_c$  la fréquence de coupure et  $t^*$  un temps caractéristique d'atténuation. En reproduisant chaque spectre grâce à une méthode de moindres carrés non-linéaire, les auteurs obtiennent des estimations de  $\Omega_0$ ,  $f_c$  et  $t^*$ . Ensuite,  $t^*$  peut être exprimé de la manière suivante :

$$t^* = \int_s \frac{1}{Q(x, y, z)V(x, y, z)} ds \quad (3.2)$$

avec  $Q(x, y, z)$  le facteur de qualité et  $V(x, y, z)$  la structure de vitesse sur le trajet des ondes entre l'événement  $i$  et la station  $j$ . En supposant une structure de vitesse donnée, il est alors possible d'estimer  $Q$ . On note que dans ce type d'approche,  $Q$  est considéré constant avec la fréquence. Les auteurs estiment  $Q$  dans une grille 3D définie en fonction du modèle de vitesse et de la densité de stations. Leurs résultats sont présentés sous forme de cartes de  $Q_t$  à différentes profondeurs. Ils trouvent une forte atténuation sous la CR et dans le bassin de Pingtung, une faible atténuation au niveau du Peikang Basement High, et un contraste d'atténuation marqué au niveau de la faille de Chelungpu. Cependant, on note que cette approche ne prend pas en compte la dépendance fréquentielle et les effets de site, et ne permet pas de séparer les effets de source, de site et de propagation.

Cheng (2013) réalisent des cartes d'atténuation de Taïwan à partir des spectres d'accélération. L'accélération est obtenue à partir de l'intensité grâce à la relation suivante, rapportée par le Central Weather Bureau de Taïwan :

$$a = 10^{I/2-0.6} \quad (3.3)$$

La région étudiée est divisée en blocs rectangulaires dans lesquels l'atténuation est supposée constante. La somme est réalisée sur tous les blocs pénétrés par le rai depuis l'événement  $j$  jusqu'à la station  $i$ . L'accélération observée est définie en termes de source sismique, facteur géométrique, effet d'amplification, coefficient d'atténuation et temps de la façon suivante :

$$a_{ij}^0 = S_{0j} \cdot G \cdot g_L \cdot \exp\{-\pi \cdot f \cdot \sum (T_k/Q_k)\} \quad (3.4)$$

avec  $S_{0j}$  le spectre d'accélération source,  $G$  un facteur d'expansion géométrique,  $g_L$  le facteur d'amplification du sol au niveau du site,  $T_k$  le temps passé dans le bloc  $k$  de la grille du modèle, et  $Q_k$  le facteur de qualité du bloc  $k$ . Une inversion utilisant les moindres carrés de l'Eq 3.4 permet d'obtenir le facteur de qualité dans chaque bloc de la grille. Les résultats sont présentés sous forme de carte de  $Q$  à différentes profondeurs. Les zones de forte atténuation au nord-est de Taïwan correspondent à l'extrémité occidentale de la fosse d'Okinawa. La continuité de ces zones de forte atténuation à travers la croûte et le manteau supérieur pourrait signifier qu'elles révèlent les corps magmatiques à l'origine du volcanisme d'arc de la fosse d'Okinawa. Une forte atténuation est observée dans la croûte des WF et de la CR. Par rapport à Wang et al. (2010b), cette méthode prend en compte les effets de site, mais ne prend pas non plus en compte la dépendance fréquentielle.

Si on compare les cartes d'atténuation à différentes profondeurs obtenues par Wang et al. (2010b) et Cheng (2013), on constate un certain nombre de différences dans les variations latérales d'atténuation obtenues. On compare ici la carte à 9 km de profondeur de Wang et al. (2010b) et la carte à 0-9 km de Cheng (2013). On choisira ces cartes dans la section 3.2 pour discuter de nos résultats, étant donné que l'essentiel de la sismicité que l'on conserve dans cette étude se situe dans la croûte et que nos résultats ont une sensibilité forte à la station. Pour Wang et al. (2010b), l'atténuation est forte dans la CP, dans la CoR, et aux extrémités nord et sud de Taïwan. L'atténuation est faible dans la CR et au niveau de la faille de Che-lungpu. Cheng (2013) obtient une atténuation forte dans la CP, au nord de Taïwan et dans l'essentiel de la CR. Quelques zones de faible atténuation apparaissent dans la partie sud de la CP, au sud de Taïwan, dans les WF et au nord de la CR. La forte atténuation de la CoR n'apparaît pas. Les résultats de ces deux études sont significativement différents. De plus, malgré la faible profondeur, la carte à 0-9 km de Cheng (2013) est moins clairement corrélée avec les structures géologiques de surface.

Nous mentionnons enfin une autre étude, plus similaire à celle que nous avons réalisée, conduite par Zhang and Papageorgiou (2010). Cette étude utilise une méthode de normalisation de coda, des mesures de  $Q_c^{-1}$ , et appliquent ponctuellement la MLWTA à deux stations. L'objectif de notre étude présentée dans l'article en préparation qui suit est d'obtenir des estimations d'absorption et de scattering séparément en utilisant la MLTWA de façon systématique pour l'ensemble du territoire taïwanais.

## 3.2 Spatial variations of absorption and scattering in Taiwan based on a MLTWA

### 3.2.1 Abstract

We use seismic recordings from 1994 to 2016 to estimate absorption and scattering in Taiwan. We use the Multiple Lapse Time Window Analysis as introduced by Hoshihara (1993) to measure integrals of energy in different windows in the signals, from the S-wave arrival. These measurements, which quantify the temporal distribution of the energy in the coda, can be used to separate the two components of attenuation, absorption and scattering. An inversion using a Levenberg-Marquardt algorithm is performed to find estimates of the absorption and scattering quality factors  $Q_i^{-1}$  and  $Q_{sc}^{-1}$ , for each station considered. We find that Taiwan is one of the most highly attenuating regions in the world, with an average of  $Q_{sc}^{-1} = 1 \times 10^{-2}$  and  $Q_i^{-1} = 7 \times 10^{-3}$  at 1-2 Hz. Another important feature is that attenuation shows important variation across Taiwan (a factor of 3 for total attenuation). Overall, absorption is more uniform than scattering. We find that the eastern Coastal Range and parts of the western Coastal Plain are the most highly attenuating regions of Taiwan, and that the region surrounding the Peikang Basement High and parts of northern Taiwan are more weakly attenuating, which increases risk for the cities in this region. Our study shows that attenuation should be taken into account for seismic studies and monitoring in Taiwan, given the importance and lateral variability of the mechanism.

### 3.2.2 Introduction

Seismic attenuation in Taiwan has been studied by various authors, but mostly in terms of total P-wave and S-wave attenuation. Wang et al. (2010b) performed an inversion of  $t^*$  values measured from the spectra of P and S waves. They find sharp variations of the total attenuation quality factor  $Q_t$  along the Chelungpu, Kaipong and Chaochou faults, and high attenuation beneath the Central Range. On their 9 km depth map 3.6, we see weaker attenuation beneath parts of the Central Range, and higher attenuation beneath most of the Coastal Plain, northern Taiwan and the Coastal Range. Cheng (2013) determined attenuation structures by inversion of the intensity of earthquakes. They find high attenuation in the westernmost Okinawa Trough, strong lateral variations of attenuation in the Chi-Chi earthquake region and a transition from high to low attenuation in the Western Foothills along the Chelungpu fault. Both these methods disregard any frequency dependence and source effects. Wang et al. (2010b) do not take site effects into account. Furthermore,

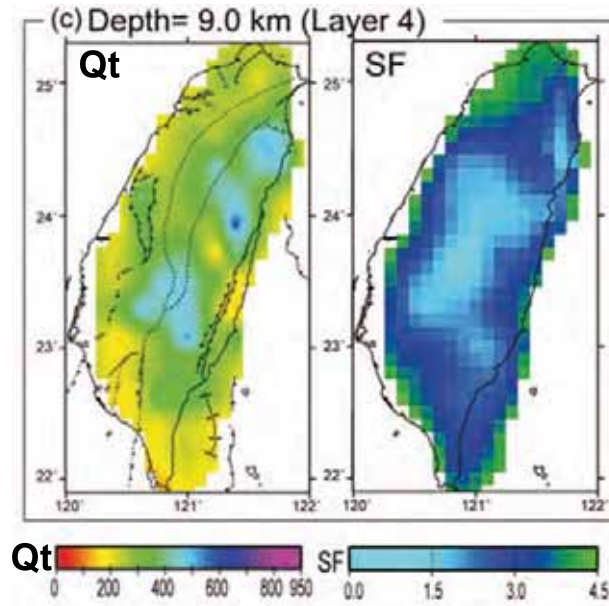


FIGURE 3.6 – Inverted  $Q_t$  tomography with the corresponding spread function (SF, defined in Meirova and Pinsky (2014)) at 9 km depth (modified from Wang et al., 2010b).

these methods obtain an estimation of total attenuation, but are unable to separate the contributions of scattering and absorption, the two mechanisms responsible for attenuation.

The distribution of energy in the coda depends on the attenuation parameters of the propagation medium. Fig. 3.8 provides an example of how seismic recordings from Taiwan exhibit different shapes of coda that can be used to measure scattering and absorption separately. For example, strong absorption in the medium generates a faster energy decrease in the coda, as seen for the energy envelope recorded by station ALS when compared to the one from station WLGB. Strong scattering broadens the envelope, as can be seen on the envelope from station WLGB. Separate measurements of the two components of attenuation, absorption and scattering, can be obtained through the use of the Multiple Lapse Time Window Analysis (MLTWA). The MLTWA was introduced by Fehler et al. (1992). It is based on measurements of integrals of energy in different time windows within the coda of energy envelopes. These measurements are then inverted to estimate appropriate values of absorption and scattering quality factors  $Q_i$  and  $Q_{sc}$ . With this method, Fehler et al. (1992) were able to find that absorption is stronger than scattering in the Kanto-Tokai region of Japan. Since then, the MLTWA has been applied to various regions of the world (e.g. Carcolé and Sato, 2010). The only MLTWA performed for Taiwan (Zhang and Papageorgiou, 2010) only provided results for two stations. We intend to perform this analysis over the entire island of Taiwan and obtain attenuation maps for absorption and scattering at various frequencies,



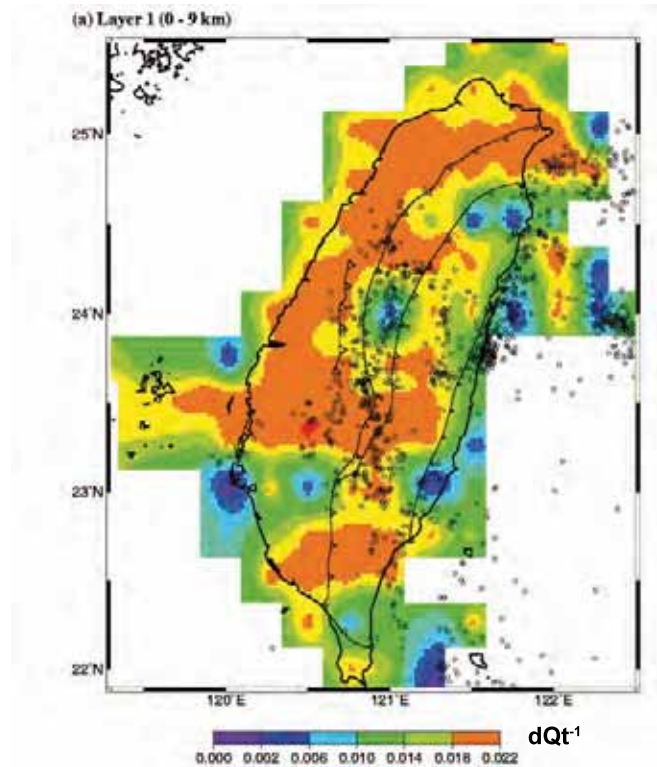


FIGURE 3.7 – Attenuation map for the 0-9 km depth layer. The color bar represents the  $Q_t^{-1}$  residuals, with low attenuation in blue and green, and high attenuation in yellow and red (modified from Cheng, 2013).

to see if this approach can reveal important small-scale lateral variations.

We introduce the data used and the MLTWA. We show the results of MLTWA as maps of  $Q_{sc}^{-1}$ ,  $Q_i^{-1}$ ,  $Q_t^{-1}$  and  $B_0$ , in which we are able to see sharp variations of attenuation across Taiwan. We compare our results to the total attenuation map from Wang et al. (2010b) and identify the geological structures responsible for the variations observed.

### 3.2.3 Method

#### Data

Our dataset comes from the seismic networks of the Central Weather Bureau (CWB) and the Institute of Earth Sciences (IES) in Taiwan. The network has been significantly upgraded since 2012. We use more than 13,000 events of magnitude greater than 3.5 recorded by about 170 stations of these networks between 1994 and 2016. The available stations are positioned on the ground or underground. The sources of the events are mostly located in the upper 40 km, with the average depth being around 10 km. Some seismicity also originates from deeper than 40 km, in the subduction zones. The different types of sensors available are short period, broadband and strong motion sensors. Sampling rates vary from 100 Hz to occasionally

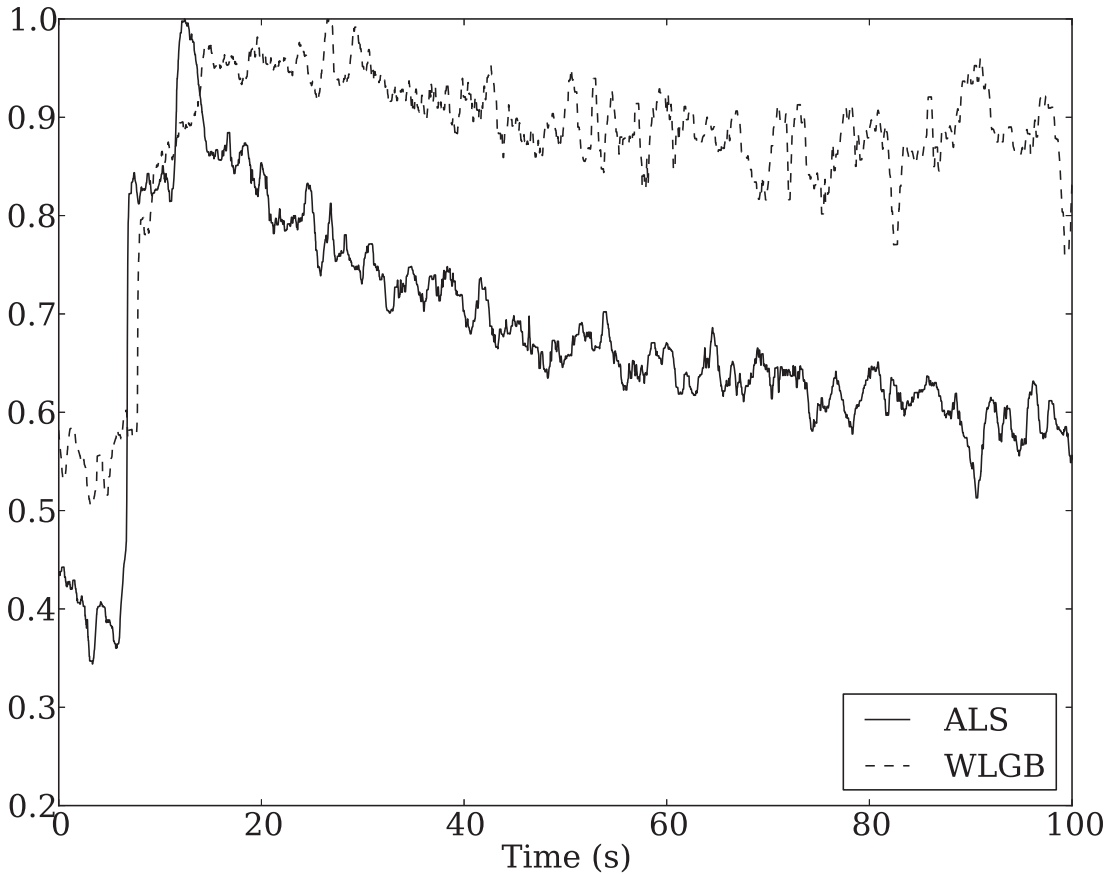


FIGURE 3.8 – Energy envelopes of two events recorded by stations ALS (left) and WLGB (right) respectively. Epicentral distances are  $30^\circ$  (ALS) and  $37^\circ$  (WLGB). Signals are filtered at 4-8 Hz. The ALS envelope shows a short coda which can be interpreted as resulting from strong absorption, while the WLGB signal shows a broad maximum of energy and a long coda that can be associated with strong scattering.

25 or 50 Hz. We discarded seismic sources deeper than 40 km in order to keep crustal seismicity, and particularly to remove the deep seismicity from the subduction zones. We also discarded epicentral distances greater than 100 km for the purposes of MLTWA, so that we do not perform measurements on signals that have sampled too much of the medium. We keep the waveforms for which the S-wave arrival times are readily available. For the MLTWA, we need to be able to compute integrals of energy over 3 measurement windows between the S-wave arrival time and 45 s later, and one normalization window covering 60-75 seconds after the origin time. A recording is selected if the signal-to-noise ratio is higher than 3 on all 3 measurement windows for its 3 components. We assign zero to the part of the recordings prior to the S-wave arrival, to avoid contributions from the P-waves after filtering. We filter in the following frequency bands : 1-2 Hz, 2-4 Hz, 4-8 Hz and 8-16 Hz. We take a quadratic sum of the 3 components of each recording selected. On the resulting signal, we measure the integral of energy in 3 windows, covering 0-15 seconds, 15-30 seconds and 30-45 seconds after the S-wave arrival (Fig. 3.9). These integrals will be referred to as  $U_i$ , with  $i = 1, 2, 3$  for each window. The fourth window, designated as  $U_n$ , is used for normalization. We normalize by dividing all 3  $U_i$  by  $U_n$ . This operation cancels out source and site effects (Aki, 1980). We then multiply the values by  $4\pi r^2$  to account for geometrical spreading. Given the important scatter of our measurements, we remove the largest outliers from our set before performing the inversion. The outliers discarded are the normalized and corrected  $U_1$  values more than one order of magnitude above or below the mean of all  $U_1$  measurements for the station in a 20-km hypocentral distance range. We chose this selection after tests that showed that doing so does not affect the overall trend of measurements with distance, but improves the inversion. After this selection process, we keep a station for the following inversion if it has more than 20 measurements in each window. In the end we keep more than 100 stations at 1-2, 2-4 and 4-8 Hz, and we perform the measurements on about 70,000 waveforms at 1-2 and 2-4 Hz, and 50,000 waveforms at 4-8 Hz.

### MLTWA inversion

Our aim is to quantify scattering and absorption with an inversion of our  $U_i$  measurements. We employ the result from Paasschens (1997), as used in Carcolé

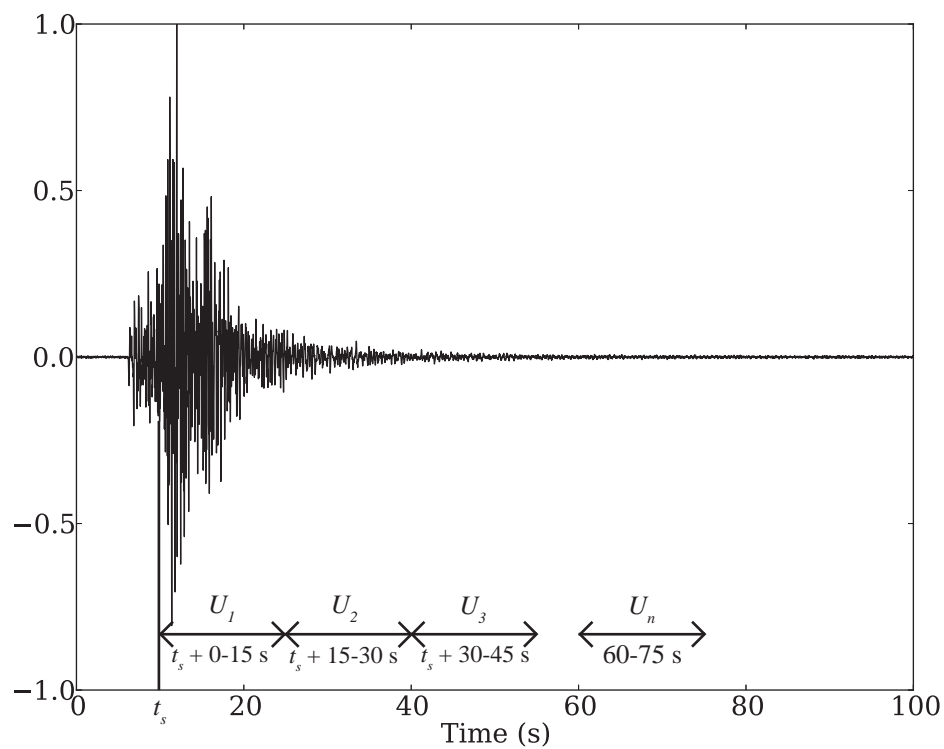


FIGURE 3.9 – Example of a seismogram from our dataset. The 3 windows used for measuring the integrals of energy and the normalization window are represented. The time position of measurements windows is relative to the S-wave arrival time. The time position of the normalization window is relative to the event time.

and Sato (2010), to model the propagation of energy :

$$\begin{aligned}
 P(r, t) &\simeq \frac{1}{4\pi r^2} \delta(r - vt) \exp[-\omega t(Q_{sc}^{-1} + Q_i^{-1})] \\
 &+ \frac{(1 - r^2/v^2 t^2)^{1/8}}{(4\pi Q_{sc} v^2 t / 3\omega)^{3/2}} \exp[-\omega t(Q_{sc}^{-1} + Q_i^{-1})] \\
 &\times G[\omega t Q_{sc}^{-1} (1 - \frac{r^2}{v^2 t^2})^{\frac{3}{4}}] \Theta(vt - r)
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

$$G(x) = 8(3x)^{-3/2} \sum_{N=1}^{\infty} \frac{\Gamma(\frac{3}{4}N + \frac{3}{2})}{\Gamma(\frac{3}{4}N)} \frac{x^N}{N!} \simeq e^x \sqrt{1 + 2.026/x} \tag{3.6}$$

This formula gives the energy density  $P$  as a function of hypocentral distance  $r$ , absorption and scattering quality factors  $Q_i$  and  $Q_{sc}$ , velocity  $v$  and angular frequency  $\omega$ . The velocity  $v$  is estimated for each station, to account for lateral variations, by computing an average of the hypocentral distance to S-wave arrival time ratios of each event recorded at the station. We can then perform the same measurements as described earlier on the synthetic envelopes. Inversion for  $Q_i$  and  $Q_{sc}$  is performed by comparing the energies found in the 3 windows on the actual signals to those found on the synthetic envelopes, using this merit function :

$$\begin{aligned}
 \chi^2(Q_{sc}^{-1}, Q_i^{-1}) &= \sum_i \sum_j [\log \left( 4\pi r_i^2 \frac{U_{i,j}}{U_{i,4}} \right) \\
 &- \log \left( 4\pi r_i^2 \frac{P_{i,j}(Q_{sc}^{-1}, Q_i^{-1})}{P_{i,4}(Q_{sc}^{-1}, Q_i^{-1})} \right)]^2
 \end{aligned} \tag{3.7}$$

$$\chi^2(Q_{sc}^{-1}, Q_i^{-1}) = \sum_i \sum_j \left[ \log \left( \frac{U_{i,j}, P_{i,4}(Q_{sc}^{-1}, Q_i^{-1})}{P_{i,j}(Q_{sc}^{-1}, Q_i^{-1}), U_{i,4}} \right) \right]^2 \tag{3.8}$$

We take the logarithm of the energy so that the inversion is not dominated by the first window. The objective here is to have measurements that reflect the overall shape of the coda decrease. Since there is only one possible solution (Fehler et al., 1992), we use a Levenberg-Marquardt algorithm to perform the inversion. The algorithm needs an initial estimate of  $Q_{sc}^{-1}$  and  $Q_i^{-1}$ , close enough to the expected result. To provide these initial values, we perform a rough grid search from which we obtain an initial best model. We initialize  $Q_{sc}^{-1}$  and  $Q_i^{-1}$  for the Levenberg-Marquardt inversion with the grid search result. We note that with this algorithm, no bounds can be put on the  $Q_{sc}^{-1}$  and  $Q_i^{-1}$  values. The algorithm estimates numerically the Jacobian matrix for both variables to direct the inversion. We set the following conditions for termination : the change of the cost function is inferior to  $1 \times 10^{-8}$ , the change of the independent variables is inferior to  $1 \times 10^{-4}$ , or the norm of the gradient is inferior to  $1 \times 10^{-8}$ .

Fig. 3.10 shows an example of the typical representation of MLTWA measure-

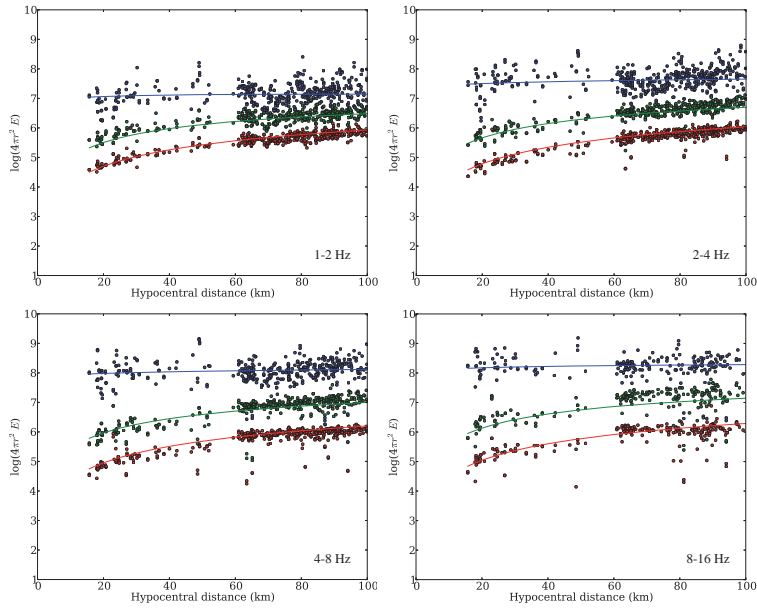


FIGURE 3.10 – MLTWA measurements and model results for station TYC at 1-2 Hz, 2-4 Hz, 4-8 Hz and 8-16 Hz. Normalized and corrected energy integrals measures  $U_0$  are represented in blue dots,  $U_1$  in green dots and  $U_2$  in red dots. The lines represent the best fit from the model, using the same colour code as the dots.

ments for a station : integrals of energy in all 3 windows, normalized and corrected for geometrical spreading, as a function of hypocentral distance. We see on this figure how the quantity of selected data decreases noticeably at 8-16 Hz. With increasing frequency, the difference in normalized energies between the 3 windows increase, particularly with  $U_1$  becoming noticeably higher than  $U_2$  and  $U_3$ .

### 3.2.4 Results

To facilitate the interpretation of our maps, we represent the main geological features : the Manila Trench to the southwest and the Ryukyu Trench to the northeast (dashed grey lines), the boundaries of the main geological provinces (black lines), the major faults (red lines) and the eastern boundary of the pre-Miocene basement that helps locating the Peikang Basement High in western Taiwan and the Kuanyin Basement High in northwest Taiwan (dotted white line). We note that we show maps for 1-2, 2-4, 4-8 and 8-16 Hz, but that the 8-16 Hz map has less coverage than lower frequencies due to a lack of usable measurements. We will not discuss this map and advise caution when reading it, since it might be too influenced by the interpolation used in the mapping in certain areas.

We first discuss the accuracy of our  $Q_{sc}^{-1}$  and  $Q_i^{-1}$  measurements using a bootstrap method. We generated data by taking, for each MLTWA measurement point, a random value in a Gaussian distribution with the actual measurement as the mean, and 0.5 as the standard deviation. This choice ensured consistency with the actual

measurements when discarding outliers. We then iterated the inversion process 10 times on each station on randomly generated data. After these iterations, we get the standard deviations of  $Q_{sc}^{-1}$  and  $Q_i^{-1}$ , mapped in Figs 3.15 and 3.16. We generally see a standard deviation of around 5 to 10% for  $Q_{sc}^{-1}$  at 1-2, 2-4 and 4-8 Hz, with higher values along the western coast, up to 20 to 30%, even 40% in isolated cases. Standard deviation for  $Q_i^{-1}$  is systematically lower than for  $Q_{sc}^{-1}$  (below 5%), but shows the same trend of higher standard deviation along the western coast, with values between 10 to 20%, bar some outliers. These maps show us that in addition to displaying more important local lateral variations than for absorption, our determination of scattering values is also less accurate. The trend of having lower accuracy along the western coast can be explained by a lower number of waveforms compared to the eastern side. These errors will be studied further, and efforts to reduce them will be presented in a later work.

We present the general information provided by the scattering and absorption maps (Figs 3.11, 3.12). The average  $Q_{sc}^{-1}$  across Taiwan is  $8 \times 10^{-3}$  at 1-2 Hz,  $3 \times 10^{-3}$  at 2-4 Hz and  $1 \times 10^{-3}$  at 4-8 Hz. The average  $Q_i^{-1}$  across Taiwan is  $7 \times 10^{-3}$  at 1-2 Hz,  $4.5 \times 10^{-3}$  at 2-4 Hz and  $2.5 \times 10^{-3}$  at 4-8 Hz. Variations of scattering across Taiwan slightly increase with frequency :  $Q_{sc}^{-1}$  varies by a factor of more than 2 at 1-2 Hz, and 3 at 2-4 and 4-8 Hz. Variations of absorption are less important than variations of scattering, and tend to decrease with frequency : from a factor of 2 at 1-2 Hz to a factor of 1.5 at 4-8 Hz.

We now take a closer look at the scattering and absorption patterns. Weak scattering is found in northern Taiwan and across the Central Range. This is found at all frequencies, although weak scattering extends westward to the Western Foothills and Coastal Plain at 4-8 Hz. Strong scattering is observed in the Coastal Range, in the Pingtung Plain, and in southern Taiwan at all frequencies. Stations along the western coast at 1-2 Hz and 2-4 Hz also exhibit strong scattering, contrary to 4-8 Hz. Regarding absorption, the primary pattern is an eastward increasing gradient at all frequencies. Some weak absorption regions also appear : the Peikang Basement High, northwestern Taiwan and the Ilan Plain at all frequencies, the Pingtung Plain only at 1-2 Hz, and northern Taiwan at 2-4 and 4-8 Hz.

### 3.2.5 Discussion

We look at the results of S-wave attenuation by Wang et al. (2010b) (Fig 3.6) for comparison. Since their approach is based on amplitude and measure the total attenuation of S-waves, we do not expect complete agreement with our results. Also, the result of this study is a 3-D attenuation structure based on estimates of attenuation in several layers. In order to perform the comparison with our data, we

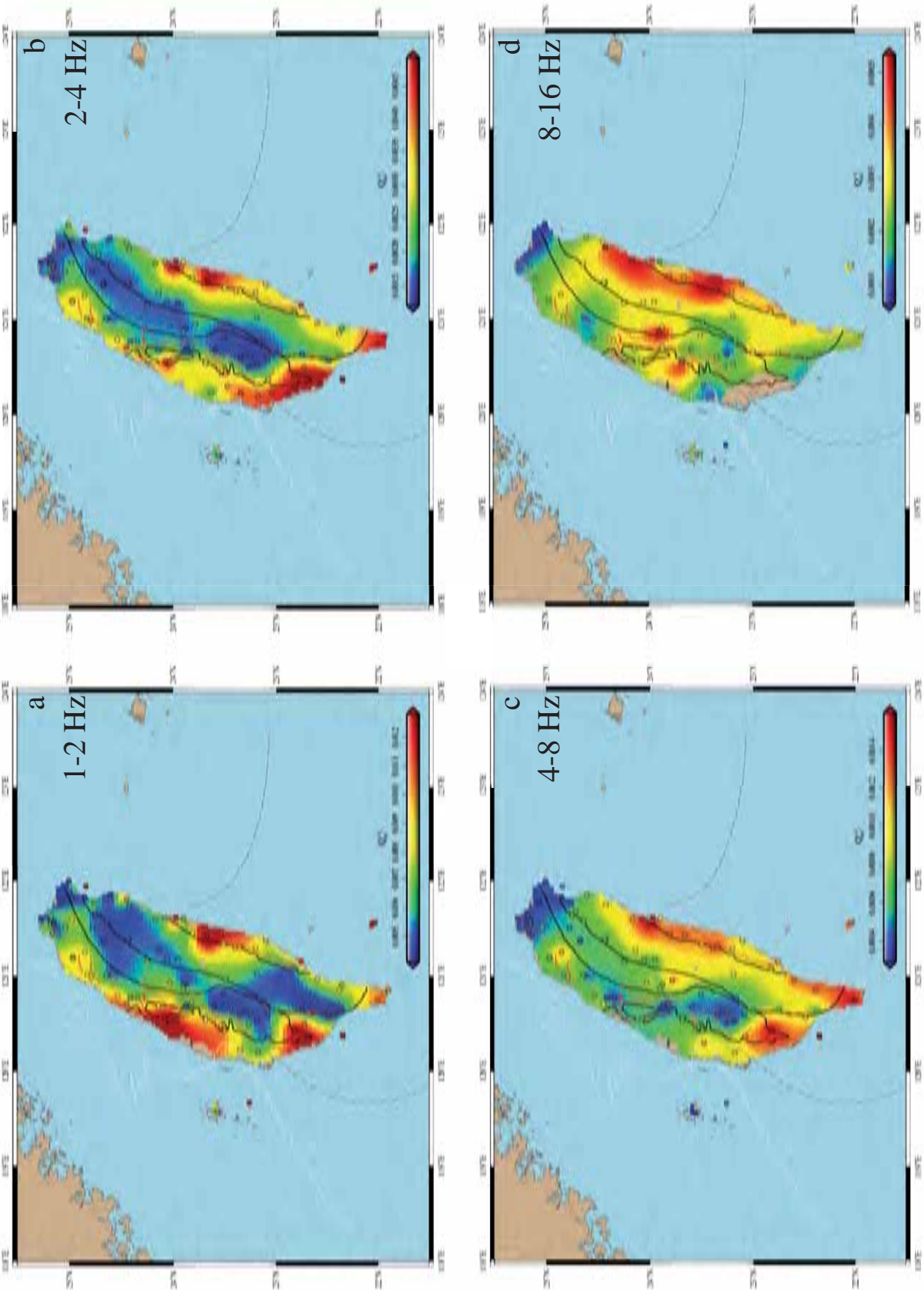


FIGURE 3.11 –  $Q_{sc}^{-1}$  maps of Taiwan at 1-2 Hz (a), 2-4 Hz (b), 4-8 Hz (c) and 8-16 Hz (d).



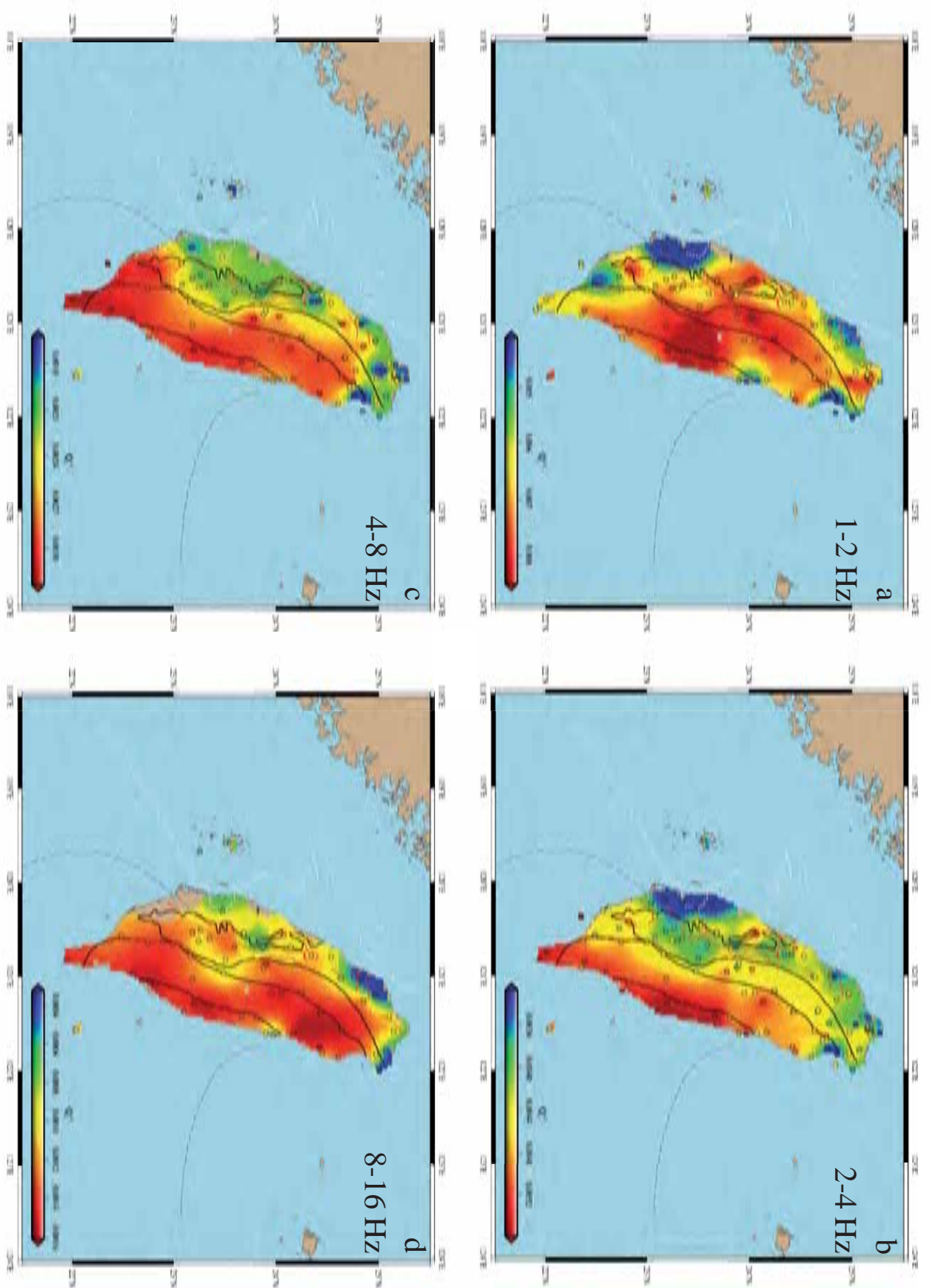


FIGURE 3.12 –  $Q_i^{-1}$  maps of Taiwan at 1-2 Hz (a), 2-4 Hz (b), 4-8 Hz (c) and 8-16 Hz (d).

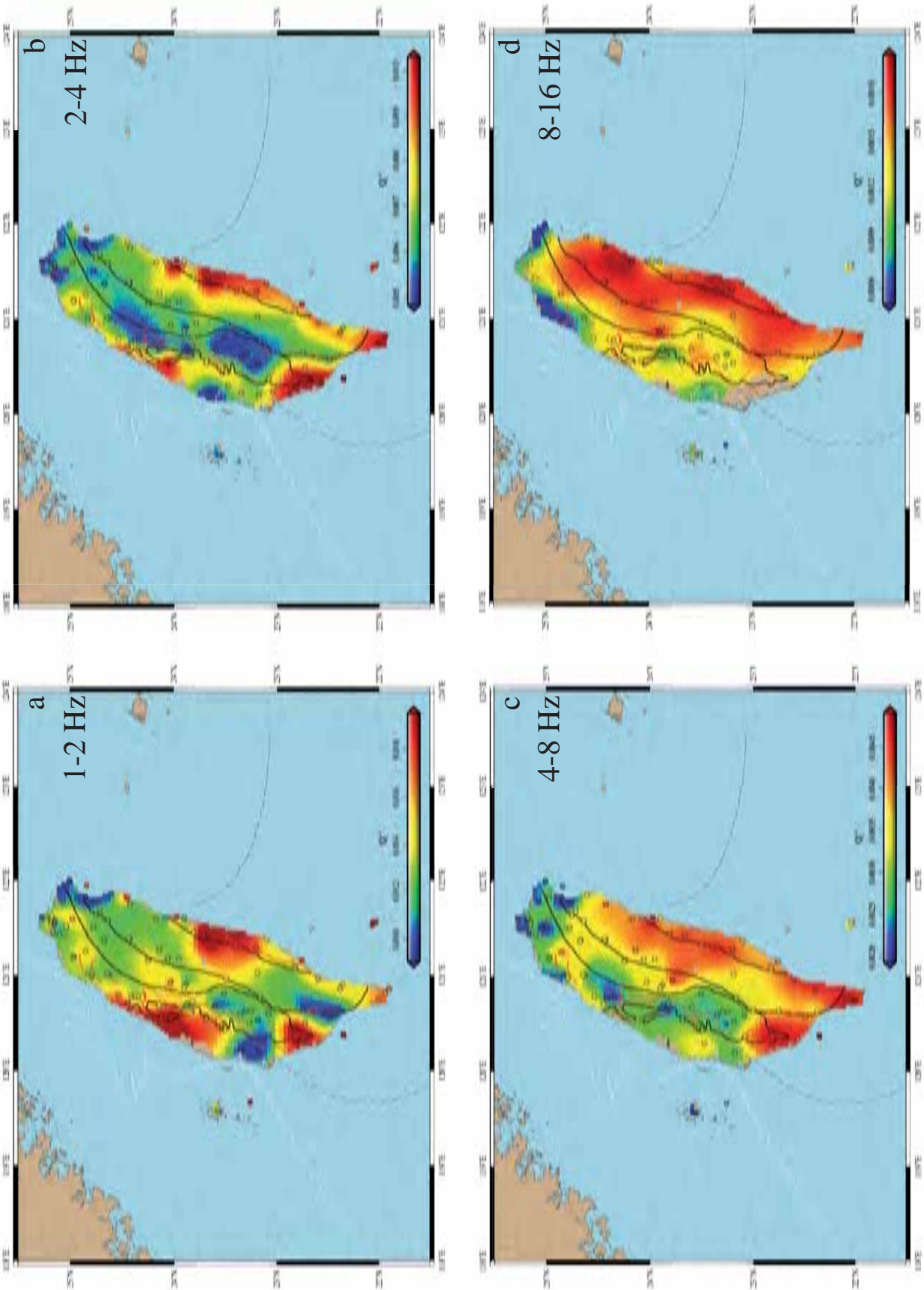


FIGURE 3.13 –  $Q_t^{-1}$  maps of Taiwan at 1-2 Hz (a), 2-4 Hz (b), 4-8 Hz (c) and 8-16 Hz (d).

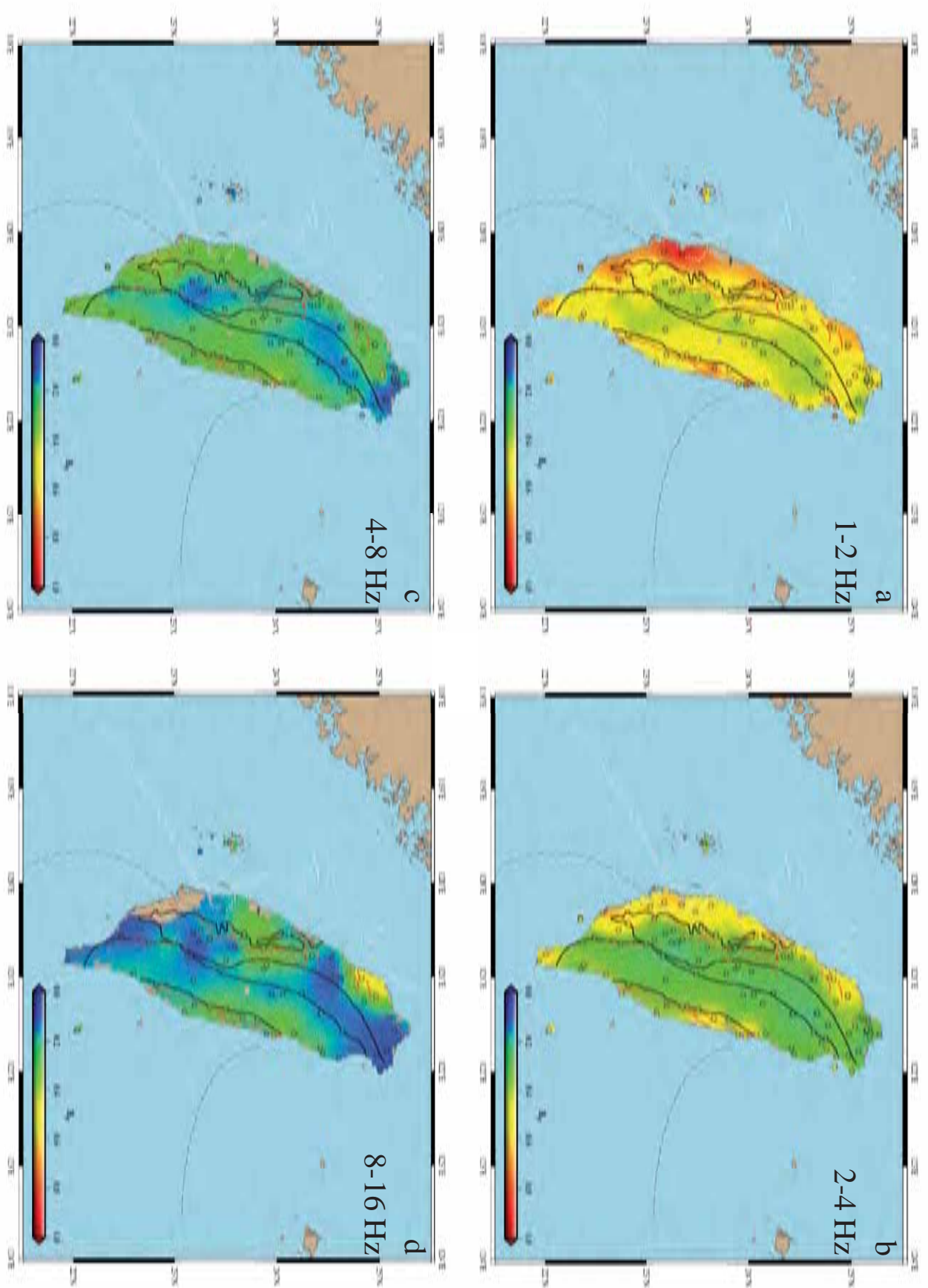


FIGURE 3.14 –  $B_0$  maps of Taiwan at 1-2 Hz (a), 2-4 Hz (b), 4-8 Hz (c) and 8-16 Hz (d).

3.2. SPATIAL VARIATIONS OF ABSORPTION AND SCATTERING IN TAIWAN BASED ON A MLTWA

---

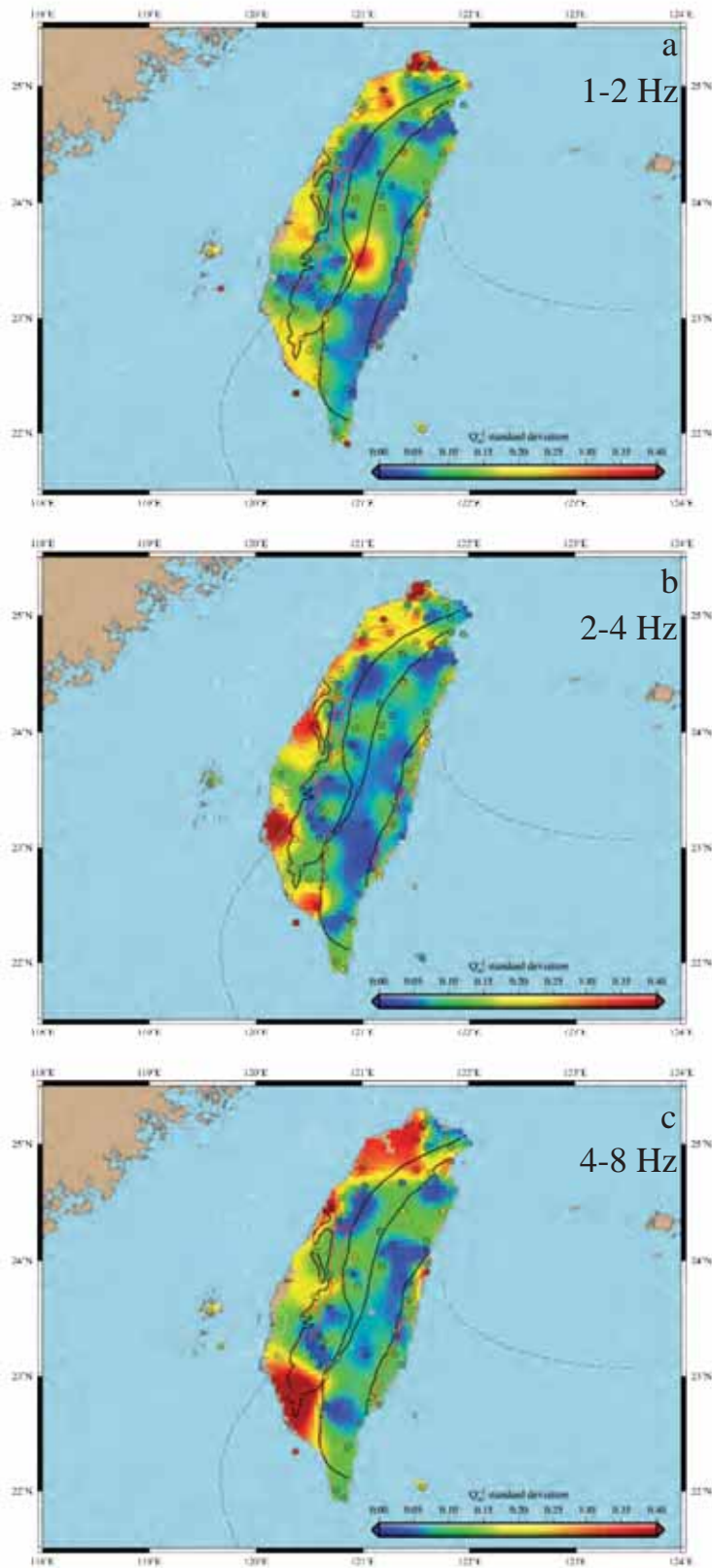


FIGURE 3.15 –  $Q_{sc}^{-1}$  standard deviation at 1-2 Hz (a), 2-4 Hz (b), 4-8 Hz (c) and 8-16 Hz (d).

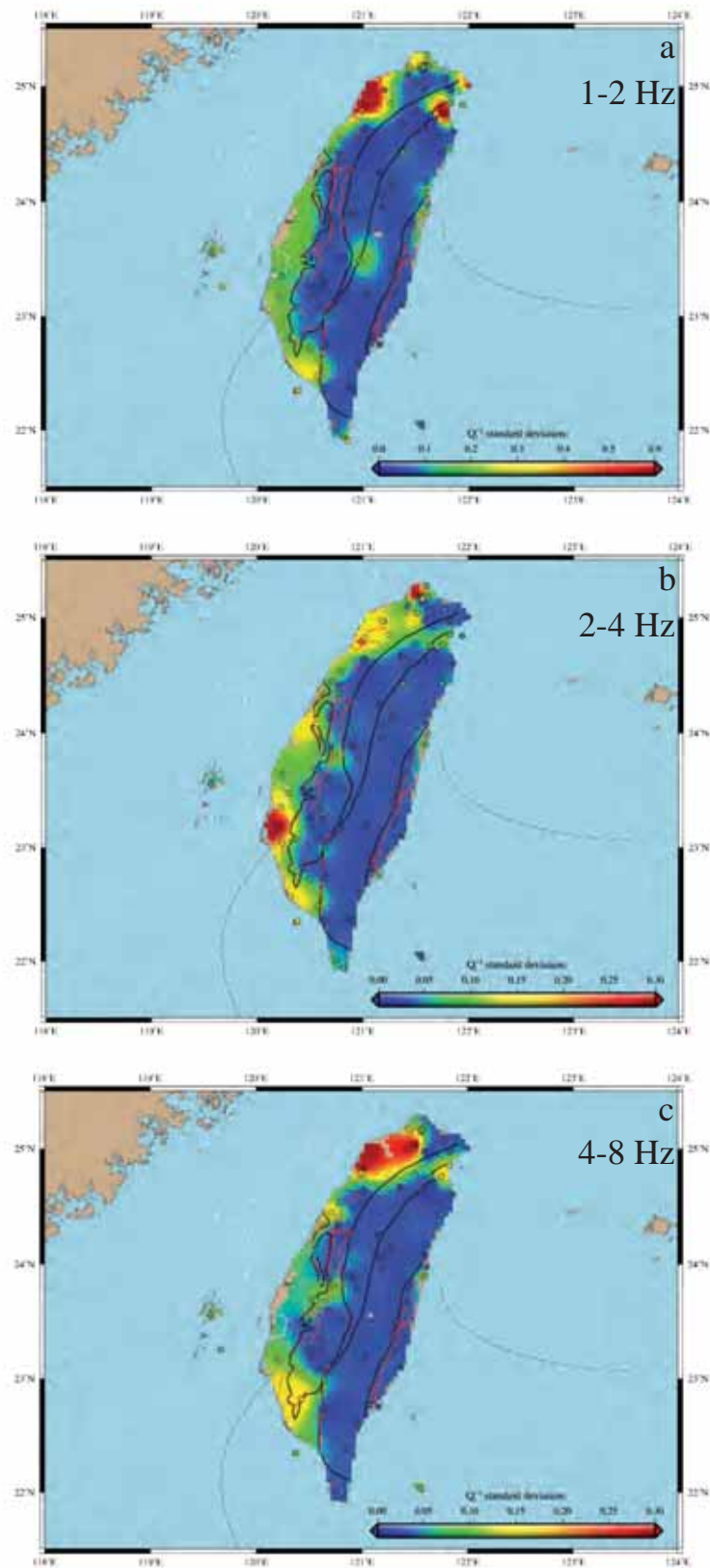


FIGURE 3.16 –  $Q_i^{-1}$  standard deviation at 1-2 Hz (a), 2-4 Hz (b), 4-8 Hz (c) and 8-16 Hz (d).

use their 9-km map, given that our method estimates attenuation at the stations that are located at the surface. Wang et al. (2010b) also do not consider frequency dependence.  $Q_{sc}^{-1}$  and  $Q_i^{-1}$  estimates at 1-2 Hz seem to be the most influenced by the surface geological structures, which is why we will compare our 1-2 Hz maps with the 9-km map from Wang et al. (2010b). We note that Wang et al. (2010b) observe more than a factor of 2 between their lowest and highest  $Q_t$ , which is similar to the range of variations we obtain.

In this discussion, we will first look at attenuation in the basins, then around the major faults, and finally in the mountains.

### *Basins*

Basins in Taiwan present various attenuation characteristics.

According to our  $Q_t^{-1}$  (Fig. 3.13) and  $B_0$  (Fig. 3.14) maps, we see high attenuation along most of the Coastal Plain with dominating scattering at 1-2 and 2-4 Hz, except near the Peikang Basement High, which appears as a low attenuation zone where scattering has the biggest contribution to attenuation across Taiwan. In the Ilan Plain, we also find low attenuation, but the dominance of scattering is less important than in the Peikang Basement High and disappears at 2-4 Hz.

Wang et al. (2010b) also observe mostly strong attenuation along the Coastal Plain, and a low attenuation zone for the Peikang Basement High, particularly below 10 km deep. They do not make remarkable observations for the Ilan Plain.

We propose that high scattering in the Coastal Plain is due to the beginning of the fold-and-thrust belt that extends into the Western Foothills where marine rocks from the continental shelf pile up (Shyu et al., 2005). There is a clear correlation in the maps between zones of high scattering in the Coastal Plain and the presence of major faults. We also note that sedimentary basins in which attenuation is dominated by scattering have also been observed in the Niigata basin, in Japan (Carcolé and Sato, 2010). The Peikang Basement High, on the western coast of Taiwan, is a part of the continental margin. It acts as an obstacle to the advance of the accretionary wedge and is a major cause for the development of the fold-and-thrust belt (Mouthereau et al., 2002). The Peikang Basement High is a low seismicity zone, as a result of its rigidity relative to the surrounding areas. In this case, we propose that our measurements were influenced by the rigid continental margin (Mouthereau et al., 2002) present at depth in this area. The Ilan Plain is expected to have molten material generated by the Ryukyu subduction zone in its subsurface, which would suggest high absorption. Since we do not observe such absorption, we question the presence of molten material in this region at shallow depths.

### *Major faults*

In our maps, the major faults seem to separate regions with very different attenuation properties.

Keeping in mind that the distribution of stations does not provide a fine resolution, we can still see in Fig. 3.13 strong attenuation for stations located west of the Chelungpu Fault, and weaker attenuation for stations located east of the fault. This contrast is visible at 1-2 Hz and 2-4 Hz. According to Fig. 3.14, the contribution of scattering to total attenuation is higher west of the fault. Wang et al. (2010b) noted a distinct contrast in  $Q_t$  values in western Taiwan corresponding to the Chelungpu Fault. This variation across the Chelungpu Fault might be a sign of lithology differences between each side, but might also in our maps be a sign of stronger influence from the Coastal Plain and Western Foothills properties for stations west of the Fault, and from the Central Range for stations east of the fault.

The Chaochou Fault marks the boundary between the Pingtung Plain, a valley filled with unconsolidated sediments (Chiang et al., 2004) to the west, and the Central Range to the east (Angelier et al., 2009). Similarly to the Chelungpu Fault, the Chaochou Fault is the limit between two regions that greatly differ in terms of attenuation. The west side of the fault has high attenuation, the east side weak attenuation. This is visible at 1-2 and 2-4 Hz, and to some extent at 4-8 Hz. The contrast is also clear on the seismic albedo maps (Fig 3.14) at 1-2 and 2-4 Hz, with attenuation being dominated by scattering west of the fault, and by absorption east of the fault. Our observations are in agreement with Wang et al. (2010b), who note a clear contrast in attenuation across the Chaochou Fault, with strong attenuation below the Pingtung Plain. Strong scattering west of the fault in our maps could be mainly due to one station located near another major fault, and a series of smaller lateral faults not represented in our maps (Fig 3.3). The difference in absorption could be related to the generally increasing metamorphism eastwards (Beysac et al., 2007).

Similar to the Chelungpu and Chaochou Faults, the Longitudinal Valley Fault coincides with a drastic change in attenuation properties on our maps. The Longitudinal Valley is the contact between the Eurasian Plate material on the west side and the Coastal Range on the east side, whose material finds its origin in arc volcanism from the Luzon Arc, a part of the Philippine Sea Plate currently in collision with the Eurasian Plate (Sibuet and Hsu, 2004). East of the Longitudinal Valley, attenuation is the strongest in Taiwan (Fig. 3.13). Stations that display the highest attenuation along the east coast are found between 22.5°N and 24°N. West of the Longitudinal Valley,  $Q_t^{-1}$  values are about 1.5 times smaller at 1-2 Hz and 2 times smaller at 2-4 Hz than east of the valley. The contrast cannot be seen as clearly at 4-8 Hz. The contrast is mostly seen in scattering. Absorption displays a smooth eastward increase, with stations east of the Longitudinal Valley recording some of the strongest

absorption values in Taiwan ( $Q_i^{-1} \simeq 8.5 \times 10^{-3}$  at 1-2 Hz). Seismic albedo shows that the contribution from scattering to attenuation is higher east of the valley. Similarly to us, Wang et al. (2010b) find stronger attenuation east of the valley. As we will detail in the next part of the discussion, this contrast is explained by the remarkable origin of the material east of the valley and the tectonic context.

### *Mountains*

Mountains include the Central Range and the Coastal Range in easternmost Taiwan. Both exhibit different attenuation characteristics.

The Central Range is the main weakly attenuating region. This broad central region appears as a low attenuation region clearly at 1-2 and 2-4 Hz. Fig 3.14 shows the Central Range as the region where scattering has the lowest contribution to attenuation. Attenuation is dominated by absorption even at 1-2 Hz. The southernmost part of Taiwan is the youngest part of the Central Range. It is a newly emerged accretionary prism. There we observe strong attenuation dominated by scattering at 1-2 and 2-4 Hz. The Coastal Range has the strongest attenuation in Taiwan. This feature is clearly separated from the Central Range by the Longitudinal Valley, as we mentioned earlier. Attenuation is dominated by scattering in a similar fashion to southernmost Taiwan.

Fig. 3.6 from Wang et al. (2010b) shows rather low attenuation for the Central Range at 9 km, which corresponds to our total attenuation maps (Fig 3.13). The weak scattering observed in our maps across the Central Range ( $Q_{sc}^{-1} \simeq 5 \times 10^{-3}$  to  $8 \times 10^{-3}$  at 1-2 Hz) roughly matches the regions where Wang et al. (2010b) obtain  $Q_t = 500$  to 600 in their map for their 9-km deep layer. Wang et al. (2010b) also find stronger attenuation in southern Taiwan and the Coastal Range, as seen in Fig 3.6.

Previous studies have shown that the Central Range is associated with higher temperatures at depth, with a brittle upper crust above 15 km and a ductile low-velocity aseismic lower crust below 15 km (Kim et al., 2005; Simoes et al., 2007). Weak scattering in the Central Range points to less heterogeneity in the crust than in the basins where the tectonic context of thrust-and-fold has created major faults. Low albedo such as we found for the Central Range has been observed by Carcolé and Sato (2010) in the Kitakami mountains in Japan. The authors noted the absence of active faults in the area. Similarly, the Central Range does not contain major active faults. Also, Bertrand et al. (2009), using magnetotelluric data, did not show strong resistivity below the range, which can be interpreted as a lack of fluids. This contributes to the explanation for low attenuation below the Central Range, as the presence of fluids would have increased absorption. Actually, the cracks present in the newly emerged sedimentary terrane in southern Taiwan, including a smaller



major fault can explain the strong scattering, similarly to what we observe in the basins in a similar tectonic context. We propose than the presence of fluids in this newly emerged material as an explanation for the strong absorption. For the Coastal Range, the heterogeneity of volcanic material composing the Luzon arc coupled with a density of fractures induced by the collision can lead to the high scattering observed. The presence of partial melt can explain the strong absorption.

### 3.2.6 Conclusion

We performed an MLTWA for Taiwan using seismic data covering the period 1994-2016. We obtain scattering and absorption maps at 1-2 Hz, 2-4 Hz, 4-8 Hz and 8-16 Hz, that show Taiwan to be an extremely attenuating region. Both scattering and absorption show important variations across the island, by a factor of 2 to 3. Scattering appears to present more important variations on a local scale. Scattering is, at least in the lower frequencies, highly correlated with known geological structures. The western Coastal Plain and eastern Coastal Range present the highest scattering. The Western Foothills and Central Range show weaker scattering. Absorption variations are smoother, with a generally eastward increasing trend. Total attenuation is dominated by scattering at 1-2 Hz and 2-4 Hz, and then dominated by absorption at 4-8 Hz and 8-16 Hz. The presence of faults and the type of material in each region seem to play a large role in explaining these variations. Scattering is strong along parts of the Coastal Plain, in southern Taiwan and in the Coastal Range. It is weak in the Central Range and northern Taiwan. Absorption generally increases eastwards, with notable absorption lows in the Ilan Plain and the Peikang Basement High.

# Chapitre 4

## Anisotropie de la diffusion à Taiwan

### 4.1 Introduction

Dans ce chapitre, on poursuit le travail présenté dans la section précédente pour tenter d'améliorer le modèle utilisé pour la MLTWA. On présente d'abord une analyse de l'accord aux données du modèle précédent, qui met en lumière certaines limites du modèle utilisé précédemment. On expose ensuite les différentes pistes envisagées afin d'améliorer ce modèle en tenant compte des paramètres ignorés par les hypothèses de travail déjà questionnées dans la littérature. On montre les résultats de ces approches. Il ressort que l'anisotropie du scattering est vraisemblablement un phénomène à prendre en compte dans le contexte de Taïwan.

### 4.2 Limites du modèle isotrope

On procède à une analyse plus avancée des résultats de l'inversion, à savoir l'accord aux mesures MLTWA de nos modèles. Les meilleurs modèles reproduisent bien la distribution générale des mesures dans les trois fenêtres avec la distance hypocentrale, mais plusieurs points sont mal expliqués.

On distingue dans nos données deux groupes de stations (nommés par la suite A et B) d'après la dépendance en distance de l'énergie mesurée par la MLTWA. Environ les 2/3 des stations (groupe A) ont une distribution classique (Fig. 4.1), avec la fenêtre 1 notablement différente des deux autres en termes de dépendance avec la distance. On note cependant que le niveau d'énergie de la première fenêtre semble plus proche de ceux des deux autres fenêtres que dans d'autres exemples trouvés dans la littérature (Carcolé and Sato (2010), par exemple). Le tiers restant des stations (groupe B) montre au contraire une dépendance de l'énergie avec la

distance hypocentrale similaire pour les trois fenêtres (Fig. 4.1), en particulier à petites distances.

La position des stations des groupes A et B est indiquée sur la Fig. 4.2. Les stations du groupe B sont presque exclusivement situées dans la plaine côtière, le piémont occidental et la plaine d'Ilan. Les stations du groupe A sont situées dans la chaîne côtière, la chaîne centrale et le piémont occidental.

Nos données présentent un écart au modèle isotrope visible pour les stations des deux groupes A et B : une sous-estimation par le modèle du niveau d'énergie dans la fenêtre 2, en particulier au-delà de 60 km de distance hypocentrale. L'incapacité du modèle à bien expliquer le niveau d'énergie dans la fenêtre 2 a déjà été observé dès Fehler et al. (1992). Les auteurs avaient alors invoqué l'isotropie du scattering dans le modèle comme cause probable. Dans le cas des stations du groupe B, la dépendance en distance de l'énergie dans la première fenêtre n'est pas correctement modélisée. Le modèle isotrope ne parvient en effet qu'à générer une dépendance en distance pour la première fenêtre similaire à celle observée dans nos données des stations du groupe A.

On réalise des tests afin de vérifier si le modèle isotrope peut mieux expliquer les mesures des différentes fenêtres en n'inversant pas les données des trois fenêtres à la fois. La Fig. 4.3 montre le résultat de l'inversion avec le modèle uniforme à scattering isotrope pour la station CHK à 1-2 Hz, ainsi que deux tests dans lesquels on n'inverse que les mesures de la fenêtre 1, puis que les mesures des fenêtres 2 et 3. Dans le cas où on n'inverse que les données de la fenêtre 1, l'accord aux données de cette fenêtre est meilleur que si on inverse les données des trois fenêtres, grâce à un  $Q_{sc}^{-1}$  et un  $Q_i^{-1}$  3 à 4 fois inférieurs. Cependant, de telles valeurs de  $Q_{sc}^{-1}$  et  $Q_i^{-1}$  sont clairement incorrectes pour modéliser l'énergie dans les deux autres fenêtres. De plus, même avec ces valeurs, le modèle isotrope ne parvient pas à reproduire la dépendance avec la distance hypocentrale de l'énergie dans la fenêtre 1 : une augmentation de l'énergie jusqu'à 40 km de distance hypocentrale, puis une stabilisation d'une pente légèrement négative au-delà. Le modèle isotrope, lui, prédit une pente légèrement négative presque uniforme entre 10 et 100 km de distance hypocentrale. Ceci implique que le modèle isotrope en milieu uniforme est insuffisant pour modéliser nos mesures à cette station. Si on n'inverse que les données des fenêtres 2 et 3, le modèle parvient à significativement améliorer l'accord aux données pour ces fenêtres. Ce résultat est obtenu grâce à un  $Q_{sc}^{-1}$  4 fois inférieur au résultat du modèle isotrope et un  $Q_i^{-1}$  inchangé. La fenêtre 1 n'est pas expliquée par ce modèle. En résumé, les valeurs requises pour modéliser l'énergie dans la première fenêtre et dans les deux autres fenêtres sont incompatibles : le modèle isotrope n'est pas adapté. On envisage alors que corriger au moins une des hypothèses de travail du modèle modifiera la distribution de l'énergie dans la coda.

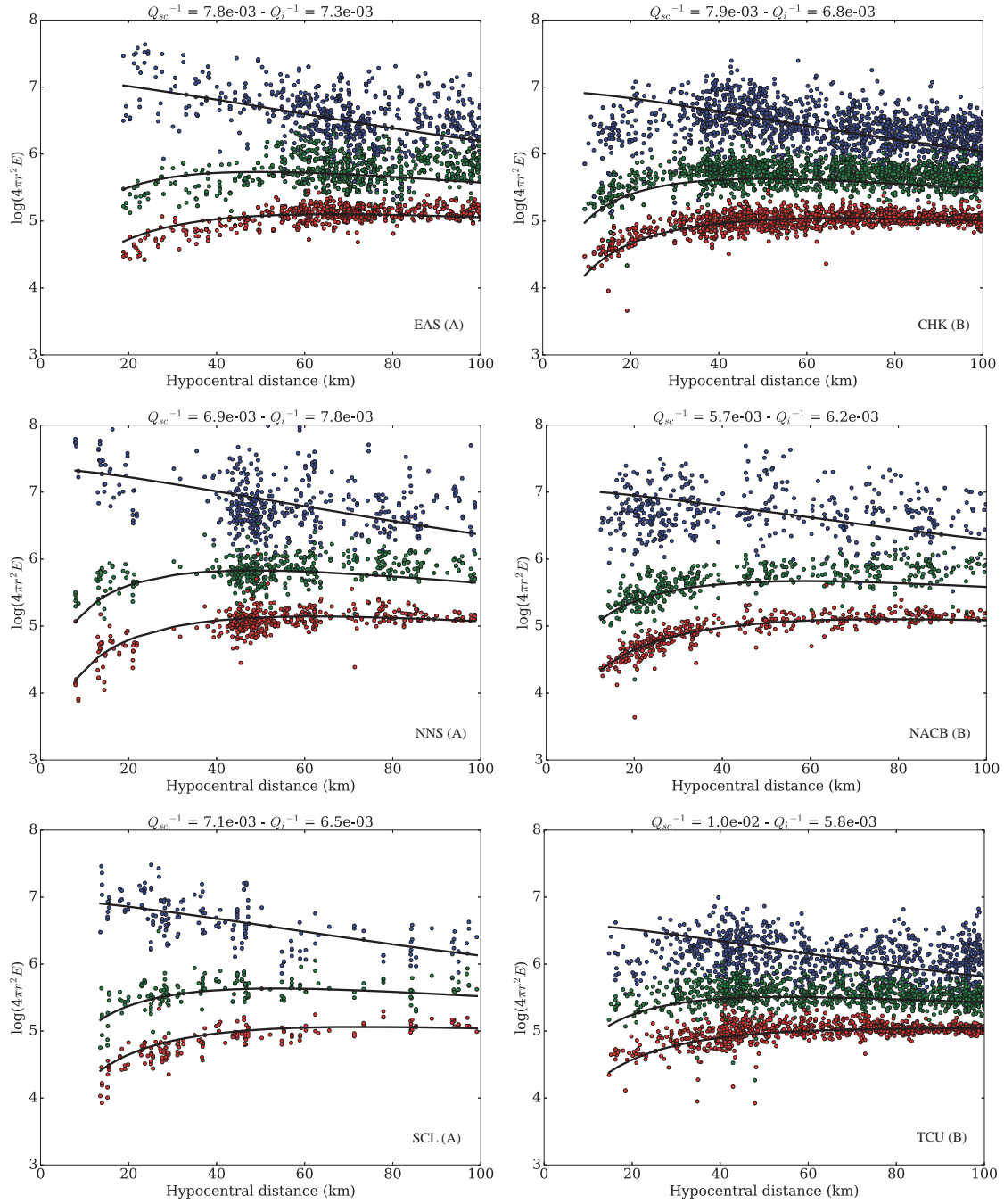


FIGURE 4.1 – Mesures MLTWA à 1-2 Hz, pour les stations EAS, NNS, SCL (gauche, résultats typiques de stations du groupe A), CHK, NACB et TCU (droite, résultats typiques de stations du groupe B).

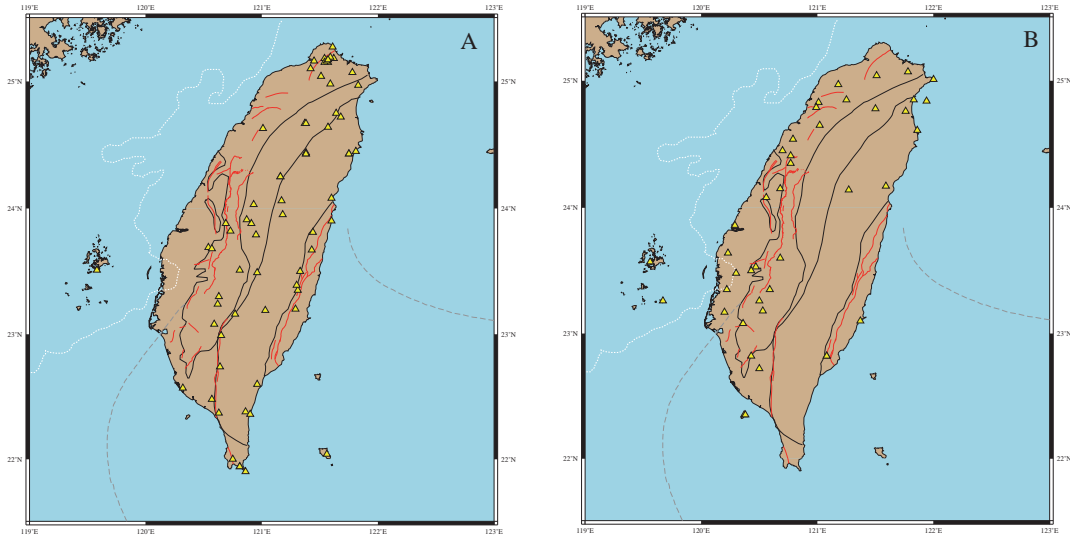


FIGURE 4.2 – Cartes indiquant la position des stations des groupes A et B, définis d’après la dépendance avec la distance hypocentrale des mesures MLTWA.

L’objectif est donc maintenant d’améliorer le modèle afin de modéliser simultanément l’énergie des trois fenêtres. La première hypothèse de notre modèle qui pourrait mener à cette inadéquation est le milieu uniforme. Dans un milieu avec une couche plus hétérogène en surface, on observe un phénomène de guidage des ondes (Margerin et al., 1998) qui peut modifier significativement la forme des enveloppes en maintenant l’énergie à la surface. La méthode de la MLTWA a été développée dans le contexte du Japon où le guidage des ondes n’est pas une observation significative. Il est cependant possible que notre cas soit différent. Il nous faut donc tester l’effet d’un saut de vitesse à la base de la croûte sur la coda. Une autre hypothèse régulièrement citée dans la littérature comme potentielle responsable des limites du modèle est l’hypothèse du scattering isotrope (Fehler et al., 1992). Le scattering vers l’avant pourrait ajouter de l’énergie tôt dans la coda, soit dans la première fenêtre de mesures MLTWA. Le scattering vers l’arrière (backscattering) ajouterait de l’énergie plus tard dans la coda, et aurait tendance à amener les mesures des trois fenêtres à des niveaux d’énergie similaires. On va donc également tester l’effet de l’introduction de l’anisotropie du scattering dans le modèle.

### 4.3 Modèle

Afin de tester les hypothèses de travail du modèle utilisé, on introduit de nouveaux éléments dans le modèle (Fig. 4.4). On définit une épaisseur  $h$ , qui sera fixée comme étant la profondeur du Moho sous chaque station. Les valeurs de profondeur du Moho ont été déterminées à partir des résultats de Wang et al. (2010a). On définit

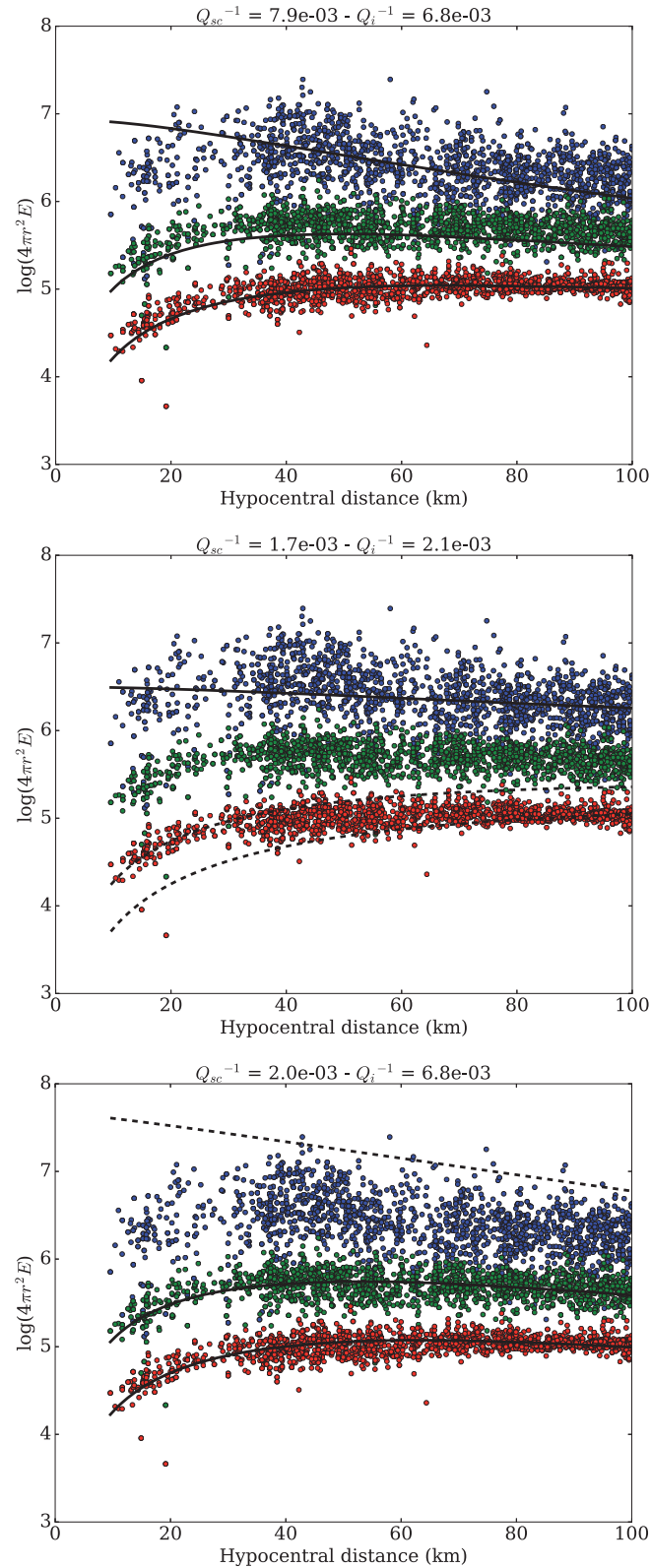


FIGURE 4.3 – Mesures MLTWA en fonction de la distance hypocentrale pour la station CHK à 1-2 Hz, avec les résultats de modèles après inversion des données des 3 fenêtres (haut), des données de la fenêtre 1 seulement (milieu), et des données des fenêtres 2 et 3 (bas). Les résultats du modèle sont représentés en traits pleins si les données de la fenêtre en question ont été inversés, et en pointillés dans le cas inverse.

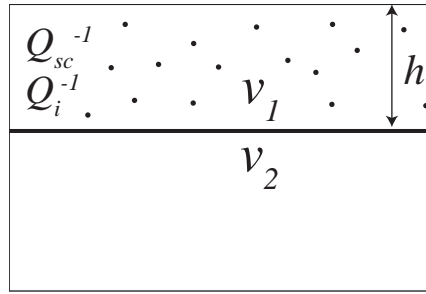


FIGURE 4.4 – Schéma du modèle.  $Q_{sc}^{-1}$  et  $Q_i^{-1}$  sont définis dans la couche hétérogène en surface d'épaisseur  $h$ . La vitesse des ondes est  $v_1$  dans la couche et  $v_2$  dans le demi-espace.

$Q_i^{-1}$  et  $Q_{sc}^{-1}$  dans la couche.  $g$ , que l'on définit plus loin comme étant l'anisotropie du scattering, est défini dans la couche, et peut être égal à 0 pour modéliser le cas du scattering isotrope. Enfin, on définit la vitesse des ondes S dans la couche et dans le milieu sous-jacent. La vitesse des ondes S, comme dans le travail du chapitre précédent, est calculée à chaque station à partir de la moyenne des distances sur les temps d'arrivée pour les données utilisées. On applique les propriétés d'une surface libre à la surface de la couche (réflexion totale). À la base de la couche, on prend en compte la réflexion et la transmission des ondes selon la loi de Snell-Descartes. Les ondes qui se propagent sous la couche disparaissent du système.

On note que dans cette partie de l'étude, on sélectionne uniquement les données pour une station concernant les séismes dont la source se situe dans la couche de 15 km qui contient le plus d'événements. La profondeur moyenne des sources retenues est utilisée pour la profondeur de la source dans le modèle.

Afin d'introduire plus de complexité dans le modèle, on change d'approche pour la modélisation et on résout l'équation de transfert radiatif par simulations Monte-Carlo. On expose le principe simplifié de ces simulations. Une source ponctuelle émet un certain nombre de particules (typiquement 4 millions) de façon isotrope. La distance entre 2 collisions avec un diffuseur suit une distribution exponentielle avec pour paramètre  $l_{sc}$ , le libre parcours moyen de scattering. On prend en compte l'absorption en appliquant à chaque particule un facteur  $e^{-2\pi ft/Q_i}$ . À chaque événement de scattering, la direction de propagation de la particule est modifiée en tirant aléatoirement deux angles de sorte que l'anisotropie angulaire de la diffusion simple soit statistiquement satisfaite. La propagation de chaque particule continue jusqu'à un temps défini. On stocke la position des particules pendant leur propagation afin d'obtenir la distribution de l'énergie en fonction du temps.

Dans un premier temps, on teste si le fait d'introduire une couche en surface avec un contraste de vitesse à sa base peut permettre d'améliorer nos résultats. En effet, un contraste de vitesse au Moho piège une partie de l'énergie dans la croûte et modifie la coda des signaux (Margerin et al., 1998). On définit dans le modèle une

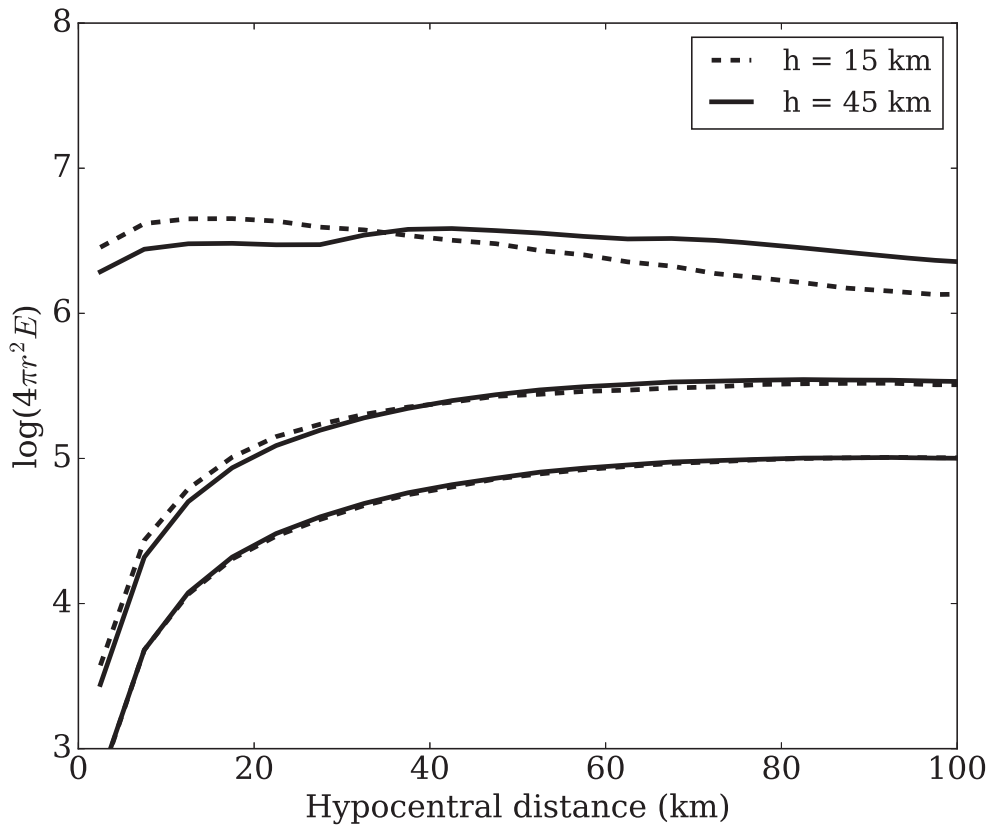


FIGURE 4.5 – Résultats de la MLTWA pour deux modèles avec des épaisseurs de couche différente. Lignes continues : mesures dans les trois fenêtres pour un modèle avec une couche de 45 km d'épaisseur. Symboles : mesures dans les trois fenêtres pour un modèle avec une couche de 15 km d'épaisseur.

épaisseur de couche  $h$ , que l'on prend comme étant l'épaisseur du Moho sous chaque station, et un contraste de vitesse à cette profondeur.

### 4.3.1 Effet du saut de vitesse

On montre sur la Fig 4.5 le résultat du modèle à couche, avec deux épaisseurs de couche différentes, 15 et 45 km. Pour ce test, on a fixé  $Q_{sc}^{-1}$  et  $Q_i^{-1}$  à  $5 \times 10^{-3}$ . On se place dans le cas du scattering isotrope avec  $g = 0$ . On peut ainsi voir l'impact du contraste de vitesse sur les mesures. Sur les fenêtres 2 et 3, le niveau d'énergie est très peu influencé par l'épaisseur de la couche. De plus, l'amélioration n'est pas satisfaisante pour la fenêtre 1. Un contraste de vitesse situé à un Moho plus profond engendre une diminution du niveau d'énergie à petites distances, et une augmentation à grande distance. Cependant, dans les deux cas présentés sur la figure, qui correspondent aux profondeurs minimales et maximales du Moho sous Taïwan, la dépendance de l'énergie avec la distance pour la fenêtre 1 des stations du



groupe B (augmentation jusqu'à 40 km puis diminution) n'est pas reproduite. On conclut donc qu'introduire simplement un contraste de vitesse au Moho ne permet pas d'expliquer nos mesures pour les stations du groupe B.

Des tests supplémentaires ont été conduits en introduisant dans le modèle des gradients de vitesse, et en remplaçant la profondeur de source unique par une distribution de profondeurs. L'introduction de gradients de vitesse ne permet pas d'améliorer l'accord aux données. La distribution de profondeurs de sources n'affecte pas la représentation en distance hypocentrale utilisée.

### 4.3.2 Effet de l'anisotropie du scattering

On renvoie à la section 1.1.6 pour une présentation de l'anisotropie du scattering. On introduit ici ce paramètre dans le calcul de l'énergie de notre modèle uniforme. Le tirage aléatoire qui définit les angles de la nouvelle direction de propagation après une diffusion n'est donc plus uniforme, mais régi par la valeur de  $g$ . On commence par explorer une grille couvrant les valeurs possibles de  $Q_{sc}^{-1}$  et  $Q_i^{-1}$ . La première itération de l'inversion utilise le meilleur modèle de cette grille. Les itérations suivantes utilisent en plus ici le calcul de la dérivée partielle en fonction de  $g$  pour guider l'inversion. On renvoie à la section 4.6 pour plus de détails sur ce calcul.

La Fig. 4.6 illustre l'effet de  $g$  sur les résultats de la MLTWA, en présentant trois modèles avec des valeurs de  $g$  différentes, les autres paramètres étant fixes par ailleurs. On constate qu'un  $g$  proche de 1 augmente de plus d'un ordre de grandeur la valeur de l'intégrale d'énergie dans la fenêtre 1. Les valeurs pour les fenêtres 2 et 3 ne sont pas modifiées. Dans le cas d'un  $g$  proche de -1, les valeurs sont notablement inférieures pour la fenêtre 1, en particulier à courtes distances, inférieures pour la fenêtre 2, et restent similaires pour la fenêtre 3. Pour les trois fenêtres, la pente devient légèrement plus positive. L'observation la plus frappante est la dépendance en distance de la fenêtre 1, notablement différente des fenêtres 2 et 3 pour un  $g$  positif ou nul, qui devient très similaire pour un  $g$  négatif. Ceci est en accord avec les observations sur les données présentées en Fig. 4.1.

Plus de détails sur le calcul des sensibilités dans ce modèle sont donnés en annexe de ce chapitre (section 4.6) sous la forme d'une version de travail d'un article sur la méthode.

Les inversions effectuées sur les stations avec le modèle à scattering anisotrope montrent une amélioration de l'accord aux mesures par rapport au modèle isotrope. Pour les stations du groupe B, pour lesquelles la dépendance en distance des mesures MLTWA est similaire pour les trois fenêtres, l'amélioration est particulièrement significative. On montre sur la Fig. 4.7 l'exemple de la station CHK. On voit que le modèle isotrope ne parvient pas à reproduire une dépendance en distance pour

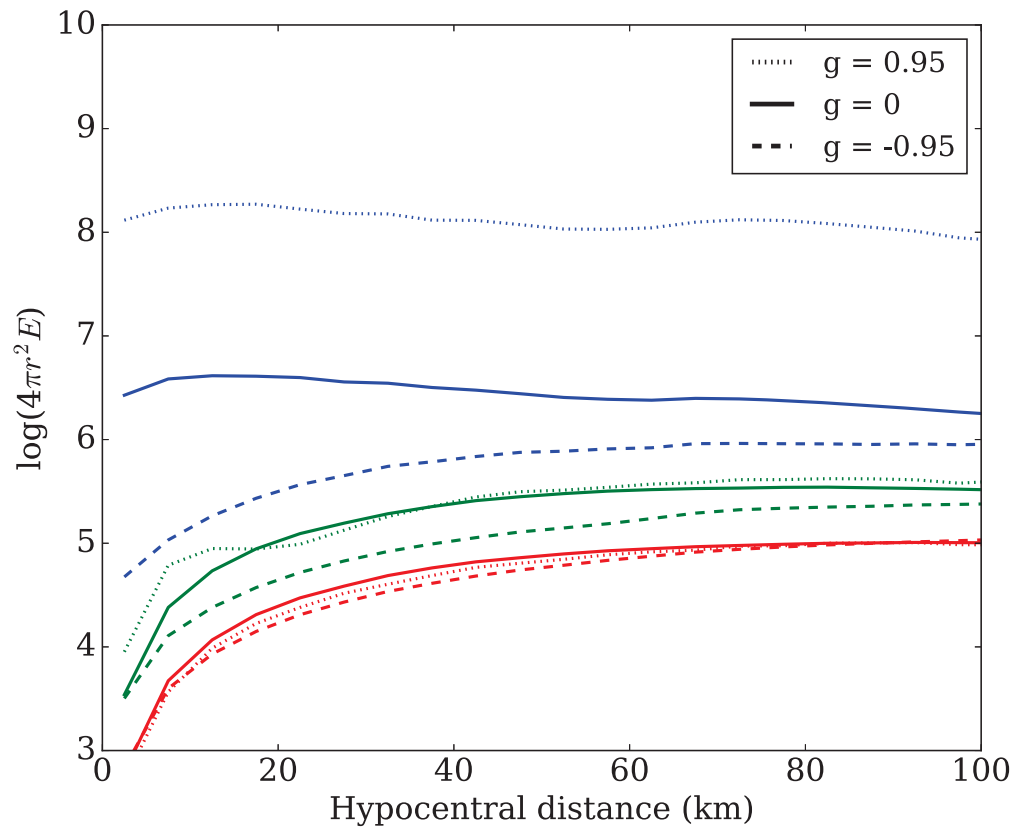


FIGURE 4.6 – Résultats de la MLTWA pour trois modèles avec des valeurs de  $g$  de -0,95, 0 et 0,95. Les résultats pour les fenêtres 1, 2 et 3 sont représentés en bleu, vert et rouge respectivement.

la fenêtre 1 similaire aux deux autres fenêtres. Le modèle anisotrope y parvient en adoptant un  $g$  très négatif, proche de -1. L'accord aux données est amélioré d'environ 30% avec le modèle anisotrope. On décide donc de réaliser l'inversion avec le modèle anisotrope sur toutes nos stations. On obtient de nouvelles cartes de  $Q_{sc}^{-1}$  et  $Q_i^{-1}$  associées à une carte de  $g$ . La Fig. 4.8 montre les résultats à 1-2 Hz et 4-8 Hz.

#### *Scattering*

Pour le scattering, on retrouve à 1-2 Hz la tendance au fort scattering sur les côtes et faible scattering dans la CR que l'on observait avec le modèle isotrope. Les forts contrastes au niveau des grandes failles sont toujours visibles. Les différences principales entre les deux modèles restent localisées, avec des  $Q_{sc}^{-1}$  supérieurs d'environ  $2 \times 10^{-3}$  dans le nord-ouest et au centre de la CR, et des  $Q_{sc}^{-1}$  supérieurs d'environ  $5 \times 10^{-3}$  pour certaines stations au sud de Taïwan. À 4-8 Hz, les différences deviennent plus importantes entre les modèles à scattering isotrope et anisotrope. Les valeurs de  $Q_{sc}^{-1}$  deviennent pour un grand nombre de stations jusqu'à 5 fois plus élevées pour le modèle avec scattering anisotrope. La région à faible scattering à l'ouest conserve des  $Q_{sc}^{-1}$  similaires au cas scattering isotrope, mais s'étend plus vers le sud. La zone à faible scattering au nord observée dans le cas scattering isotrope n'est plus présente ici, avec notamment deux stations qui présentent un scattering remarquablement élevé. Enfin, le fort scattering précédemment observé le long de la chaîne côtière à l'est n'atteint ici pas des valeurs aussi élevées que dans la CR.

#### *Absorption*

On analyse maintenant les résultats pour l'absorption. Comme pour le scattering, les résultats des modèles utilisant un scattering isotrope et anisotrope sont similaires à 1-2 Hz. Cependant, on n'observe plus tant un gradient d'absorption croissante vers l'est qu'une absorption uniformément élevée excepté dans les régions suivantes : le Peikang Basement High et la plaine de Pingtung, qui sont toujours aussi distinctement des zones de faibles absorption, et la plaine d'Ilan au nord-est dont l'absorption n'est ici plus aussi faible que dans le cas scattering isotrope. À 4-8 Hz, la carte d'absorption reste similaire aux résultats du modèle avec scattering isotrope. On retrouve un gradient d'absorption croissante vers l'est, avec une absorption faible dans le nord et la plaine d'Ilan. Les valeurs de  $Q_i^{-1}$  de la plupart des stations sont inférieures d'environ  $3 \times 10^{-4}$  à celles obtenues dans le cas scattering isotrope.

#### *Anisotropie du scattering*

En analysant les cartes de  $g$ , on peut maintenant identifier les zones dans les-

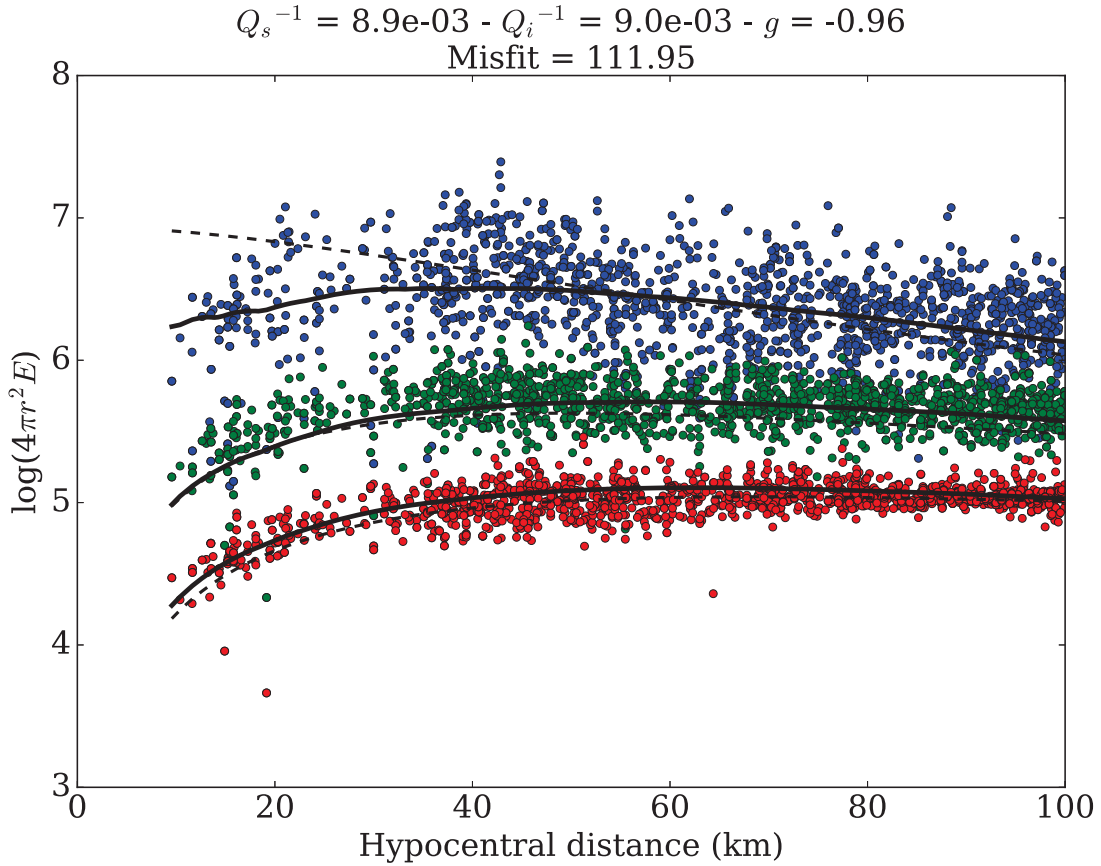


FIGURE 4.7 – Mesures MLTWA (points) en fonction de la distance hypocentrale pour la station CHK à 1-2 Hz, avec le résultat du modèle à scattering anisotrope (lignes continues). Le résultat du modèle à scattering isotrope en milieu uniforme est représenté par les lignes pointillées.

quelles notre modèle obtient un scattering anisotrope. À 1-2 Hz,  $g$  est négatif ou nul sur toute notre carte. Le modèle obtient donc un scattering isotrope ou anisotrope avec rétro-diffusion. Le scattering est isotrope dans la CR et anisotrope ( $g$  négatif, avec des valeurs inférieures à -0,5 et allant pour beaucoup de stations jusqu'à -0,9) dans la CoR, au nord, dans la CP et les WF. On note une corrélation entre les cartes de  $Q_{sc}^{-1}$  et de  $g$  : les régions à fort scattering correspondent aux régions à  $g$  négatifs, tandis que les régions à faible scattering correspondent aux régions à  $g$  nul. À 4-8 Hz,  $g$  prend essentiellement des valeurs comprises entre 0 et 0,9. À cette fréquence, on peut corréler le scattering fort à des  $g$  positifs, et le scattering faible à des  $g$  nuls.

## 4.4 Discussion

### *Interprétation d'un $g$ négatif*

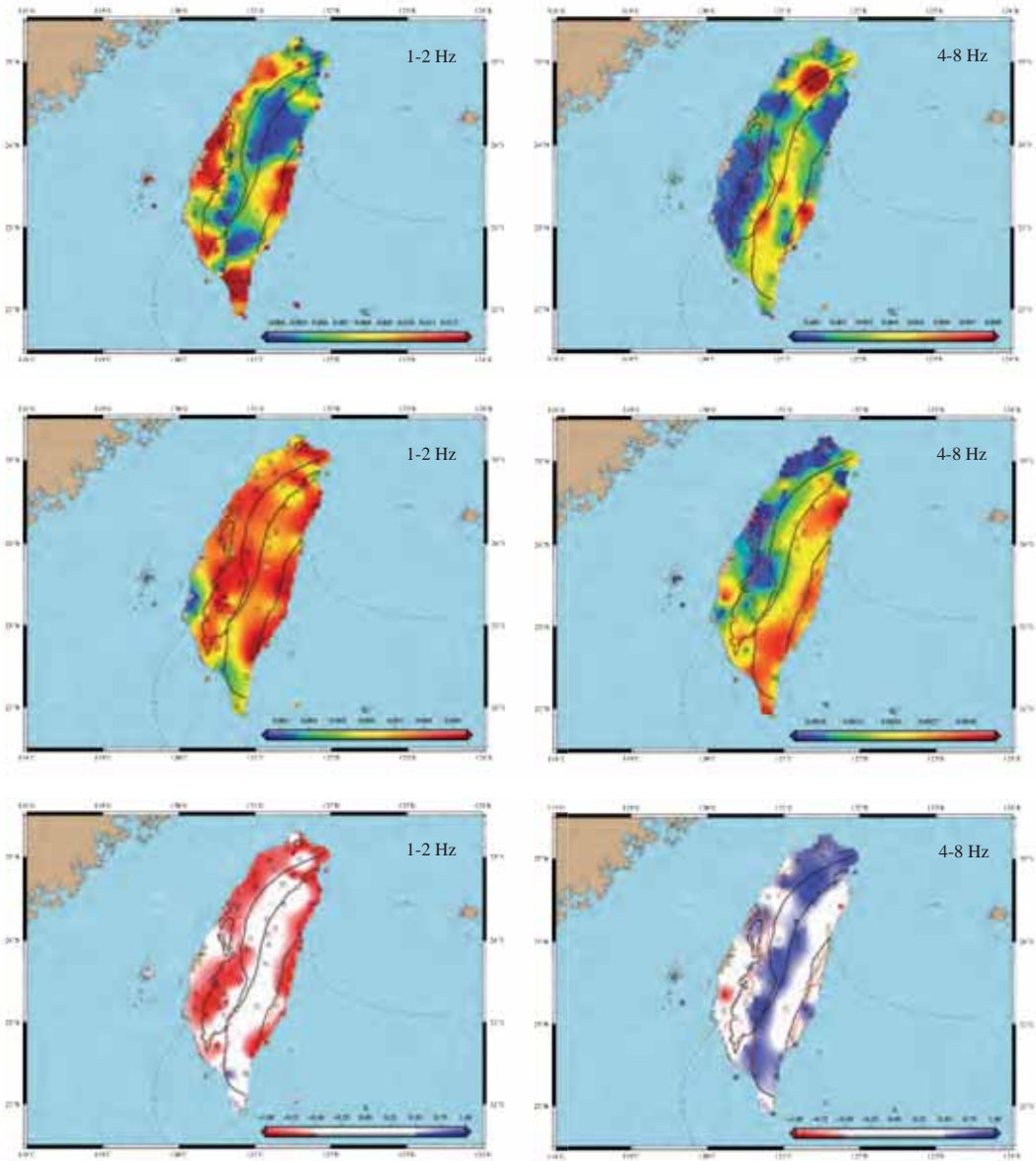


FIGURE 4.8 – Cartes de  $Q_{sc}^{-1}$ ,  $Q_i^{-1}$  et  $g$  pour Taïwan à 1-2 Hz et 4-8 Hz. Ces résultats sont issus d'une inversion des mesures MLTWA avec un modèle prenant en compte l'anisotropie du scattering.

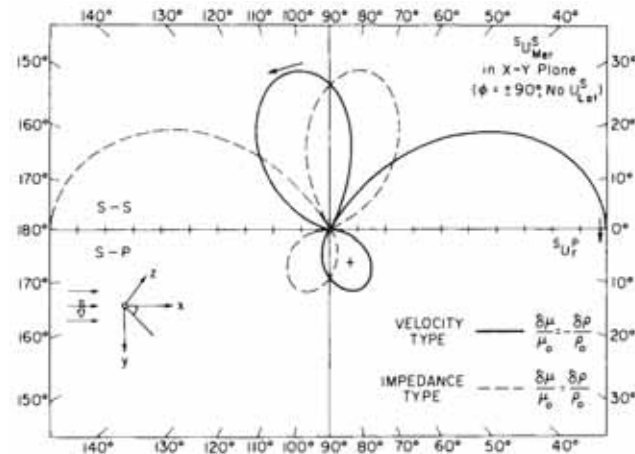


FIGURE 4.9 – Diagrammes de diffusion pour une onde S incidente, issus de Wu and Aki (1985). La moitié supérieure de la figure correspond au scattering S vers S, la moitié inférieure au scattering S vers P. Les diagrammes sont symétriques selon l'axe  $x$ . Le diagramme correspondant au scattering "de type vitesse" est indiqué en traits pleins, celui correspondant au scattering "de type impédance" en pointillés.

Wu and Aki (1985) montrent que le champ diffus peut être décomposé en champ diffus "de type vitesse" et un champ diffus "de type impédance". Les auteurs montrent que le scattering "de type vitesse", c'est-à-dire le cas où le scattering a lieu à cause d'un contraste de vitesse entre le milieu et le diffuseur, entraîne une diffusion vers l'avant. À l'inverse, un scattering "de type impédance", c'est-à-dire le cas où le scattering a lieu à cause d'un contraste d'impédance entre le milieu et le diffuseur, entraîne une diffusion vers l'arrière. La Fig 4.9 illustre ceci avec les diagrammes de diffusion obtenus par ces auteurs pour les deux types de champs. On s'attend donc à ce que les hétérogénéités responsables du scattering dans les régions à  $g$  négatif soient des variations d'impédance. De forts contrastes d'impédance peuvent être générés par la présence de fluides dans le milieu (Chouet, 1996).

#### *Comparaison avec des mesures de $V_p/V_s$*

Les mesures de rapports  $V_p/V_s$  peuvent mener à une interprétation sur la présence de fluides. On s'intéresse donc maintenant aux résultats de Huang et al. (2014), qui ont réalisé une tomographie  $V_p$  et  $V_s$  de Taïwan et ont publié des cartes de  $V_p$ ,  $V_s$  et  $V_p/V_s$  reproduites en Fig. 4.10. On compare nos cartes à leurs cartes réalisées pour 6 km de profondeur, étant donné que nos mesures sont réalisées sur des signaux d'événements dont la source se situe autour de 10 km de profondeur et que leur sensibilité se situe aux niveaux des stations, à la surface. Sur les cartes de Huang et al. (2014), on peut observer que les perturbations de vitesse et du rapport  $V_p/V_s$  sont très bien corrélées avec nos cartes de scattering et d'anisotropie sismique en modèle anisotrope à 1-2 Hz (Fig. 4.8). Les faibles vitesses et  $V_p/V_s$  élevé de Huang et al. (2014) correspondent à un fort scattering, une forte absorption et un  $g$  négatif à 1-2

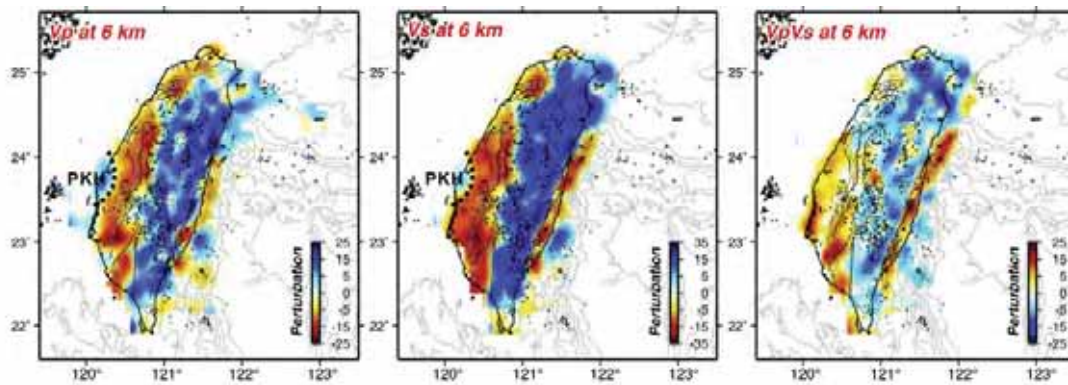


FIGURE 4.10 – Cartes de  $V_p$ ,  $V_s$ , et du rapport  $V_p/V_s$  à 6 km de profondeur, issues de Huang et al. (2014). Les perturbations sont indiquées par rapport au modèle 1D initial utilisé dans l'article source. PKH : Peikang Basement High.

Hz dans la CoR, la CP et les WF. Les vitesses élevées et  $V_p/V_s$  faible correspondent à un faible scattering, une forte absorption et un  $g$  nul à 1-2 Hz dans la CR. Des vitesses d'ondes P et S faibles et un  $V_p/V_s$  élevé ont été reliés à la présence de fluides dans un milieu fracturé ou des réservoirs magmatiques (O'Connell and Budiansky, 1974; Toksöz et al., 1976; Moos and Zoback, 1983). On avance que nos observations sur la côte ouest de Taïwan sont dues à la fracturation et à la présence de fluides dans cette région.

#### *Effet de la fréquence*

Si on compare nos résultats à 1-2 Hz et à 4-8 Hz, on observe les mêmes variations latérales d'anisotropie, avec une augmentation de  $g$  avec la fréquence. Comme on l'a indiqué dans la section 1.1.6,  $g$  est influencé par deux effets, le spectre d'hétérogénéités et la fonction de corrélation du milieu. Ce deuxième effet se traduit par le fait que  $g$  est sensible à la taille des hétérogénéités. Pour une fréquence plus grande, donc une longueur d'onde plus courte, les ondes sont sensibles à une population d'hétérogénéités différente, et le scattering se fait préférentiellement vers l'avant. Cela explique les valeurs de  $g$  majoritairement positives ou nulles sur notre carte à 4-8 Hz. Ce résultat est en accord avec la théorie présentée dans la section 1.1.6.

#### *Effet de la présence de failles majeures*

On note que les valeurs de  $g$  obtenues à 1-2 Hz sont extrêmes. Des contrastes d'impédance réalistes permettent d'atteindre des valeurs de  $g$  de -0,32 pour les ondes S et -0,49 pour les ondes P (Margerin, 2011). On note cependant que Margerin (2011) modélise la diffusion due à des diffuseurs sphériques. Des diffuseurs anisotropes, comme par exemple des fluides dans des failles, pourraient avoir un impact significatif sur les directions préférentielles de diffusion. Or, nos cartes d'atténuation indiquent une bonne corrélation entre les régions à  $g$  autour de -0,9 et la position des failles

majeures. Si on ajoute à cela la corrélation entre le  $g$  négatif et le rapport  $V_p/V_s$  élevés observée précédemment, on peut supposer que les fluides sont présents dans les failles de ces régions. Dans ce cas, les hétérogénéités seraient fortement anisotropes, du fait de la forme des failles. Cette orientation préférentielle pourrait alors avoir pour effet d'accentuer le scattering vers l'arrière.

## 4.5 Conclusion

Une analyse approfondie des résultats de la MLTWA sur les données de Taïwan révèle que le modèle du milieu uniforme à scattering isotrope est insuffisant. L'effet des hypothèses de ce modèle sont testés en introduisant une couche en surface aux valeurs de  $Q_{sc}^{-1}$  et  $Q_i^{-1}$  différentes, et l'anisotropie du scattering. C'est l'anisotropie du scattering qui permet la meilleure amélioration de l'accord aux données. On observe une amélioration sur l'ensemble des stations étudiées, et en particulier sur la population de stations qui présentait une dépendance en distance de l'énergie similaire dans les 3 fenêtres de mesure de la MLTWA. Ces stations sont désormais caractérisées par un  $g$  fortement négatif, soit un scattering essentiellement vers l'arrière. On relie ce scattering vers l'arrière à la présence de nombreuses failles, et de fluides, considérant la corrélation entre  $g$  et les cartes de vitesses de Huang et al. (2014).

## 4.6 Annexe : Sensitivity kernels via non-analog Monte-Carlo simulations

To date, most (if not all) applications of Monte-Carlo simulations to seismology have been based on a faithful analogy with the physical multiple scattering process. While this certainly gives some confidence in the computations, it has been well known for a very long time that such an exact correspondence between the numerical simulations and the physics is by no means necessary and even sometimes undesirable. Biasing of the physical probability distributions is especially beneficial to simulate rare events. As an example, the reader may think of the problem of computing the intensity transmitted through a heterogeneous slab whose thickness is very large compared to the mean free path. To solve this kind of problems, so-called non-analog Monte-Carlo simulations, where the simulation departs from the physical process, have been developed. It is beyond the scope of this text to attempt even a superficial review of the topic. The interested reader will find excellent detailed treatments in the literature (Lux and Koblinger, 1991). In this work, we focus on the specific problem of computing sensitivity kernels using a correlated Monte-Carlo



approach.

#### 4.6.1 Canonical example : perturbation of the mean free path

For simplicity, consider a medium with constant background speed  $c$ . The transport of intensity ( $I$ ) is described by the following equation :

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + c\hat{\mathbf{k}} \cdot \nabla_{\mathbf{R}} + \frac{c}{l(\mathbf{R})} \right) I(\mathbf{R}, \hat{\mathbf{k}}, \mathbf{S}, t) = \frac{c}{l(\mathbf{R})} \oint p(\hat{\mathbf{k}}, \hat{\mathbf{k}}'; \mathbf{R}) I(\mathbf{R}, \hat{\mathbf{k}}', \mathbf{S}, t) d^2\hat{\mathbf{k}}' + \delta(\mathbf{R} - \mathbf{S})\delta(t), \quad (4.1)$$

where the phase function  $p(\hat{\mathbf{k}}, \hat{\mathbf{k}}'; \mathbf{R})$  describes the anisotropy of the scattering process and will be referred to as the phase function or (normalized) differential scattering cross-section. For a given source ( $\mathbf{S}$ ) station ( $\mathbf{R}$ ) configuration, we would like to compute the effect of a perturbation of the scattering properties. We begin by considering a general scattering medium with a spatially dependent mean free path  $l(\mathbf{R})$ . In the analog approach, the simulation tries to reproduce the sequence of scattering events exactly as it would happen in the “real world”. Thus, in a medium with a position dependent mean free path, the probability for a scattering event to occur in the distance range  $]x, x + dx[$  from the previous collision point is given by :

$$P(x < L < x + dx) = l(x)^{-1} e^{-\int_0^x l(y)^{-1} dy} dx, \quad (4.2)$$

where  $L$  is the free path length and  $l(x)$  is the mean free path at a distance  $x$  along the geometrical ray. This implies in particular that any change in the function  $l(x)$  requires a new simulation, which is clearly prohibitive particularly in imaging applications. The problem can be considerably simplified by first choosing a simple medium where one performs a standard analog simulation. A very common and convenient option is to assume constant scattering properties. In this case, the path length distribution is defined as :

$$P(x < L < x + dx) = l^{-1} e^{-x/l} dx, \quad (4.3)$$

In statistical jargon, it is said that (4.3) is a biased version of the original distribution (4.2). To compensate for the biasing of the distribution of path lengths, we ascribe a statistical weight to the particle, which is updated after each scattering event to correct for the real probability of occurrence of the collision. Hence, we

write :

$$\begin{aligned}
 w_n &= w_{n-1} \frac{l(x)^{-1} e^{-\int_0^x l(y)^{-1} dy}}{l^{-1} e^{-x/l}} \\
 &= w_{n-1} (1 + l\delta l(x)^{-1}) e^{-\int_0^x \delta l(y)^{-1} dy}
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

where  $w_n$  is the weight of the particle after the  $n^{\text{th}}$  scattering event and  $n = 0, w_0 = 1$  at the source. Our notations are a bit sloppy since we employ the symbols  $l$  and  $l(x)$  to denote the mean free path in the simple reference medium and in the true medium, respectively. Note that there is no smallness requirement on the magnitude of  $\delta l^{-1}(x)$  (besides the physical constraint that the mean free path should be positive), so that an arbitrary distribution may be simulated in principle. In practice, however, if there are large contrasts of scattering properties, the weight  $w_n$  of the particle may fluctuate wildly, which in turn deteriorates the convergence properties. Another caveat is that if the mean free path  $l$  is taken too large, regions where  $l(x) \ll l$  may never be sampled. Note that several models may be treated in a single simulation by ascribing to the particle an array of weights, each component corresponding to a particular distribution  $l(x)$ .

If we make the additional assumption that the perturbation is of the form  $\delta l(x)^{-1} = \delta\alpha \mathbf{1}_A(x)$ , where  $l\delta\alpha \ll 1$ , and  $\mathbf{1}_A$  is the indicator function of region  $A$ , we may Taylor expand  $w_n$  to first order in the small parameter  $\delta\alpha$  as follows :

$$\begin{aligned}
 w_n &\approx w_{n-1} (1 + \delta\alpha (\mathbf{1}_A(\mathbf{x}_n)l - L_n)) \\
 &\approx (1 + \delta\alpha \sum_{i=1}^n (l\mathbf{1}_A(\mathbf{x}_i) - L_i)) \quad ,
 \end{aligned} \tag{4.5}$$

where  $\mathbf{x}_i$  is the location of the  $i^{\text{th}}$  scattering point ( $x_0$  denotes the source position), and  $L_i = \int_{\mathbf{x}_{i-1}}^{\mathbf{x}_i} \mathbf{1}_A(\mathbf{y}) d\mathbf{y}$  is simply the path length of the particle in region  $A$  during the  $i^{\text{th}}$  step. Formula (4.5) should be interpreted as follows : the weight of the particle changes continuously as it travels through the domain  $A$  (second term in the parenthesis) and undergoes a discrete jump when a scattering event occurs in  $A$  (first term in the parenthesis). In the seismically relevant case where the detector is very small compared to the mean free path, the probability that the particle is detected during its random walk is extremely low. It may therefore be necessary to “force” the particle to visit the detector after each scattering and to compute the probability of such an event. Let us denote by  $P_n$  the score of the particle in the

reference (unperturbed) medium after the  $n^{\text{th}}$  scattering event. We have :

$$P_n = \frac{f_n e^{-|\mathbf{r}-\mathbf{x}_n|/l}}{|\mathbf{r}-\mathbf{x}_n|^{d-1}}, \quad (4.6)$$

where  $f_n$  is the probability that the particle be deflected in the desired direction at the  $n^{\text{th}}$  scattering point. This term may be calculated from the phase function as follows :

$$f_n = p \left( \frac{\mathbf{r}-\mathbf{x}_n}{|\mathbf{r}-\mathbf{x}_n|}, \frac{\mathbf{x}_n-\mathbf{x}_{n-1}}{|\mathbf{x}_n-\mathbf{x}_{n-1}|}; \mathbf{x}_n \right).$$

We refer the reader to Hoshiba (1995) or Margerin et al. (2000) for further details. Following the same reasoning as above, the partial contribution  $P'_n$  of the particle propagating in the perturbed medium may be expressed as :

$$P'_n = P_n w_n e^{-\int_{\mathbf{x}_n}^{\mathbf{r}} \delta l(\mathbf{y})^{-1} d\mathbf{y}}. \quad (4.7)$$

Note that the result 4.7 is generally valid and does not require  $\delta l(x)^{-1}$  to be small. In the case of a weak, local perturbation in region  $A$ , formula 4.7 may be expanded as follows :

$$P'_n = P_n (1 + \delta\alpha [\sum_{i=1}^n (l\mathbf{1}_A(\mathbf{x}_i) - L_i) - r_n]), \quad (4.8)$$

where  $r_n = \int_{\mathbf{x}_n}^{\mathbf{r}} \mathbf{1}_A(\mathbf{y}) d\mathbf{y}$ . The mean intensity is given by :

$$I = \langle \sum_n P_n \rangle \quad (4.9)$$

where the sum is performed over all orders of scattering, and the brackets denote an average over independent random walks. The intensity perturbation may be calculated as :

$$\delta I = \sum_n \langle P'_n - P_n \rangle = \delta\alpha \langle \sum_n P_n [\sum_{i=1}^n (l\mathbf{1}_A(\mathbf{x}_i) - L_i) - r_n] \rangle \quad (4.10)$$

An intensity sensitivity function for a uniform perturbation in region  $A$  may therefore be introduced and calculated as follows :

$$\frac{\delta \log I}{\delta\alpha} \approx \langle \sum_n P_n \rangle^{-1} \langle \sum_n P_n (\sum_{i=1}^n (l\mathbf{1}_A(\mathbf{x}_i) - L_i) - r_n) \rangle \quad (4.11)$$

The important point of Eq. (4.11) is the appearance of the same statistical weight  $P_n$  in the formula for the intensity and its perturbation. Hence, the two scores are correlated which reduces the variance of the results compared to a computation based on finite differences Lux and Koblinger (1991). By discretizing the domain of interest  $V$  into non-overlapping regions  $A_k$  ( $V = \cup_k A_k$ ), it is then possible to obtain a

discrete version of the intensity sensitivity kernels for a perturbation of the mean free path. Note that formula (4.11) still demands that the path of the particle be tracked in each subdomain  $A_k$ , which may involve significant computational overhead. There exists a method to circumvent this difficulty that will be presented elsewhere.

### 4.6.2 Perturbation of scattering anisotropy

Combining the non-analog approach and perturbation theory, it is straightforward to calculate intensity sensitivity functions for scattering anisotropy. To clarify the approach, we consider that in addition to the mean free path  $l$ , the propagation is controlled by a parameter  $g$  (independent of  $l$ ) which determines the angular redistribution of energy upon scattering. For simplicity, we directly consider perturbations with respect to a homogenous reference medium. The parameter  $g$  defines a one-parameter family of phase functions  $p(\hat{\mathbf{k}}, \hat{\mathbf{k}}'; g)$ . In this work, we adopt the Henyey-Greenstein (H-G) model which has been employed in geophysics to describe media that are rich in small-scale heterogeneities (Margerin and Nolet, 2003). The analytical formula for the phase function in the H-G model is given by the following simple formula :

$$p_{hg}(\hat{\mathbf{k}}, \hat{\mathbf{k}}'; g) = \frac{1 - g^2}{4\pi(1 - 2g\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{k}}' + g^2)^{3/2}}, \quad (4.12)$$

where  $-1 < g < 1$  is the mean cosine of the scattering angle (in other words, the mean value of  $\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{k}}'$ ). We remind the reader that preferentially forward (resp. backward) scattering corresponds to  $g > 0$  (resp.  $g < 0$ ), with  $g=0$  for isotropic scattering. Let us consider a medium with anisotropy parameter  $g(x) = g + \delta g(x)$ , where  $g$  is the anisotropy parameter of the medium where a standard analog simulation is performed. Following the same reasoning as above, the biasing of the phase function may be compensated for by introducing a statistical weight :

$$w_n = w_{n-1} \frac{p(\hat{\mathbf{k}}_n, \hat{\mathbf{k}}_{n-1}; g + \delta g(\mathbf{x}_n))}{p(\hat{\mathbf{k}}_n, \hat{\mathbf{k}}_{n-1}; g)}, \quad (4.13)$$

where  $\hat{\mathbf{k}}_n$  denotes the propagation direction after the  $n^{\text{th}}$  scattering event. In the case of a local uniform perturbation in region A ( $\delta g(\mathbf{x}) = \delta g \mathbf{1}_A(\mathbf{x})$ ), the analogs of

formula (4.5) and (4.8) are :

$$\begin{aligned}
 w_n &\approx w_{n-1}(1 + \delta g \partial_g \ln p(\hat{\mathbf{k}}_n, \hat{\mathbf{k}}_{n-1}; g)) \\
 &\approx w_{n-1} \left[ 1 + \delta g \mathbf{1}_A(\mathbf{x}_n) \left( \frac{2g}{g^2 - 1} + \frac{3\delta g \hat{\mathbf{k}}_n \cdot \hat{\mathbf{k}}_{n-1}}{(1 - 2g \hat{\mathbf{k}}_n \cdot \hat{\mathbf{k}}_{n-1} + g^2)} \right) \right] \\
 &\approx \left[ 1 + \sum_{i=1}^n \delta g \mathbf{1}_A(\mathbf{x}_i) \left( \frac{2g}{g^2 - 1} + \frac{3\delta g \hat{\mathbf{k}}_n \cdot \hat{\mathbf{k}}_{n-1}}{(1 - 2g \hat{\mathbf{k}}_n \cdot \hat{\mathbf{k}}_{n-1} + g^2)} \right) \right]
 \end{aligned} \tag{4.14}$$

and

$$\begin{aligned}
 P'_n &= P_n w_{n-1} (1 + \delta g \partial_g \ln p(\hat{\mathbf{r}}_n, \hat{\mathbf{k}}_{n-1}; g) \mathbf{1}_A(\mathbf{x}_n)) \\
 &= P_n \left[ 1 + \sum_{i=1}^{n-1} \delta g \mathbf{1}_A(\mathbf{x}_i) \left( \frac{2g}{g^2 - 1} + \frac{3\delta g \hat{\mathbf{k}}_n \cdot \hat{\mathbf{k}}_{n-1}}{2(1 - 2g \hat{\mathbf{k}}_n \cdot \hat{\mathbf{k}}_{n-1} + g^2)} \right) \right] \\
 &= \left[ 1 + \delta g \mathbf{1}_A(\mathbf{x}_n) \left( \frac{2g}{g^2 - 1} + \frac{3\hat{\mathbf{r}}_n \cdot \hat{\mathbf{k}}_{n-1}}{2(1 - 2g \hat{\mathbf{r}}_n \cdot \hat{\mathbf{k}}_{n-1} + g^2)} \right) \right],
 \end{aligned} \tag{4.15}$$

respectively. Compared to Eq. (4.8),  $P_n$  is unchanged and  $w_n$  has been replaced by  $w_{n-1}$  since the weight of the particle can be updated only after the new propagation direction  $\hat{\mathbf{k}}_n$  has been randomly selected. The formula for the sensitivity follows immediately from (4.15) but we will not write it in full for brevity.

### 4.6.3 Application to MLTWA

MLTWA is a technique which exploits the spatio-temporal dependence of the ratio between coherent and incoherent intensity, to determine the scattering and absorption properties of a heterogeneous medium. It uses three temporal windows in the signal, the first one containing the coherent  $S$  wave arrival and the two others being composed of scattered coda waves. Originally the method was developed in Japan, where crustal phases are not as prominent as in other areas, probably due to a more gradual transition from crust to mantle. In addition, Hoshihara and co-workers originally considered earthquake data from the subduction zone which do not directly excite guided waves. For this reason, a simple homogeneous half-space model was found to satisfactorily explain MLTWA observations in Japan. In Taiwan, the situation is quite different because the Moho is generally well identified in the seismic data. It seems therefore appropriate to take into account the partial confinement of the waves in the crust in the forward model. Furthermore, as illustrated in the previous sections, observations show a noticeable difference between the predictions of the isotropic scattering model and the observed spatio-temporal distribution of energy in Taiwan. Since the partial confinement of the waves does not improve the

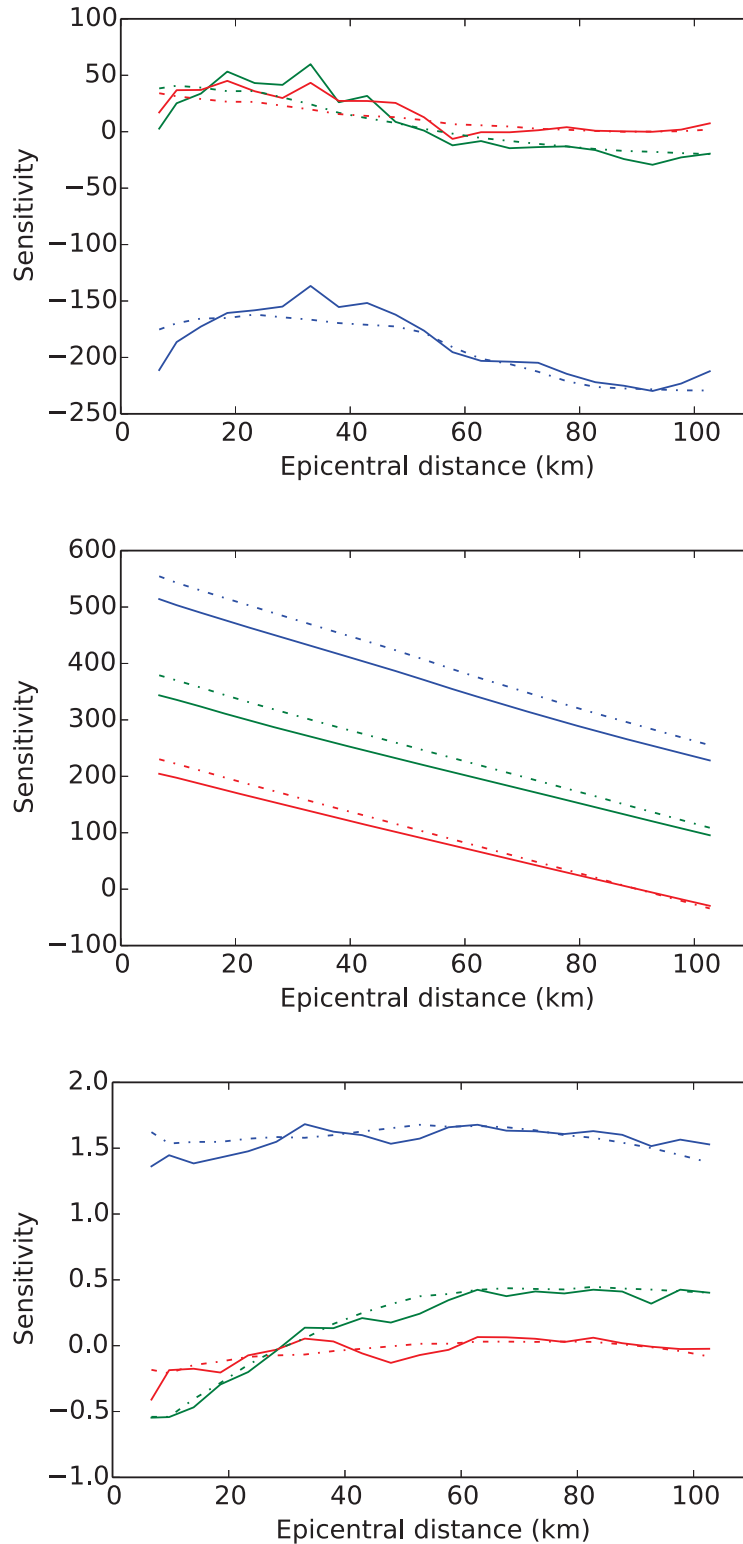


FIGURE 4.11 – Sensitivity of MLTWA observables to perturbations in scattering attenuation (top), absorption (middle) and scattering anisotropy (bottom). The colors correspond to different windows in the signal. Blue : coherent wave ; Green : early coda ; Red : late coda. Solid lines : finite difference approximation ; dashed lines : analytical differentiation.

fit to data, we propose to explore more complex models by considering the effect of non-isotropic scattering on the intensity distribution.

The numerical examples shown in this section have been obtained with the following numerical scheme. The medium is spatially discretized into cylindrical annuli of width 5km and height 5km. Hence the dimension of a voxel is typically (much) smaller than the mean free path in the crust. The propagation of the particle is tracked along its path and its position recorded every 0.075 seconds. For almost all practical applications, the adopted time and space discretization is sufficiently fine to make direct comparisons with seismic measurements. The free surface is treated as a perfect specular reflector and the partial reflection/transmission at the Moho is acknowledged by randomly simulating the possible escape of the particle based on a probabilistic interpretation of the energy flux reflection coefficient in a scalar approximation.

To prove that our computation of sensitivity functions by Monte-Carlo simulations is correct, we make direct comparisons with a basic finite difference approximation. We consider the relevant observables for MLTWA, i.e., we compute the triplet  $\{\partial_g, \partial_{Q_a^{-1}}, \partial_{Q_{sc}^{-1}}\} \ln(4\pi r^2 E_i(R)/E_n(R))$ , where the window  $i = 1$  contains the coherent wave ( $i = 2, 3$  correspond to the early and late coda, respectively). The energy in the normalization window is denoted by  $E_n$  and  $R$  is the hypocentral distance. Note that the normalization factor  $4\pi R^2$  which compensates for the divergence of the energy integral  $E_1$  at the source does not play any role in the sensitivity. The results of the simulations in a medium with  $Q_{sc} = 200$ ,  $Q_a = 200$  and  $g = 0.0$  at 1.5 Hz are displayed in Figure 4.11. The following perturbations were applied to the reference model :  $\delta g = 0.05$ ,  $\delta \ln Q_{sc}^{-1} = 10\%$  and  $\delta \ln Q_a^{-1} = 5\%$ . Very good agreement is found between the analytical formulation and the brute force differentiation. Clearly, for the same number of independent realizations, the latter is much more noisy, as was to be expected from statistical considerations.

The reader may be surprised by the fact that the sensitivity to absorption is positive. One should keep in mind that all energy integrals have been normalized by the energy content of a late time window at fixed lapse-time from the origin ( $t \in [60, 70]$ s). As shown by Mayor et al. (2014), the sensitivity of the (unnormalized) intensity is indeed negative and its magnitude increases with the lapse time in the coda. For this reason, the *normalized* intensity shows the opposite behavior. It is also apparent from Figure 4.11 that the sensitivity to scattering attenuation and anisotropy is concentrated in the first time window. Hence, fitting as accurately as possible the spatial dependence of the energy near the coherent wave is key to unraveling the scattering properties of the medium.

# Conclusion

On revient dans cette conclusion sur les principales améliorations apportées aux différentes méthodes de mesure de l'atténuation utilisées. On rappelle ensuite les nouveaux résultats permis par ces améliorations, avant de présenter quelques perspectives ouvertes par ce travail.

## Apports méthodologiques

Lors de l'étude de l'atténuation des ondes sismiques dans la Lune, on a utilisé un outil classique, l'approximation de diffusion de l'équation de transfert radiatif. Le développement majeur de ce travail a été d'effectuer les calculs en géométrie sphérique. Pour la Lune, cet apport est essentiel. Grâce aux propriétés d'atténuation particulières de la Lune, on peut en effet utiliser jusqu'à deux heures de signal pour certains événements. Or, les dimensions de la Lune sont telles qu'un signal peut contenir de l'énergie qui se sera propagée à travers tout son intérieur et contribuera plus d'une fois à l'énergie enregistrée par une station donnée.

Une analyse des résultats de la cartographie de l'atténuation de Taïwan par le biais de la MLTWA a permis de mettre en lumière les limites d'un modèle à demi-espace uniforme avec un scattering isotrope. On a amélioré la méthode MLTWA en introduisant la sensibilité aux variations de scattering et d'absorption. On a testé dans un premier temps l'ajout dans le modèle du guidage des ondes dans la croûte. Dans notre cas, cet élément supplémentaire a permis d'améliorer le modèle, mais pas d'expliquer totalement l'écart du modèle aux données. La deuxième piste envisagée a été d'introduire l'anisotropie du scattering dans le calcul. L'anisotropie du scattering a été régulièrement invoquée dans la littérature comme possible responsable des défauts de la MLTWA. Le paramètre  $g$  permet de quantifier la quantité d'énergie diffusée vers l'avant ou vers l'arrière. On a obtenu des valeurs de  $g$  très négatives pour certaines stations qui améliorent significativement l'accord aux données.



## Apports géologiques

Les apports méthodologiques ont permis d'obtenir des résultats nouveaux concernant la structure des régions atténuantes de la Lune et de Taïwan. Pour la Lune, le fort scattering observé est dû au mégarégolithe, couche en surface qui présente un fort contraste d'hétérogénéité avec les parties plus profondes de la Lune, et qui doit s'étendre jusqu'au tour de 100 km de profondeur pour expliquer nos mesures de temps d'arrivée du maximum d'énergie. La présence de fractures jusque dans le manteau n'était pas envisagée lors des premières études sur les données des missions Apollo, mais rejoint les conclusions d'études plus récentes (Wieczorek et al., 2013; Lognonné et al., 2003). À partir de notre profil de diffusivité dans la Lune, on a pu tenter une inversion pour les mesures réalisées sur les séismes lunaires superficiels, dont la profondeur de source était mal contrainte. Les mesures de  $t_{max}$  sur les séismes superficiels impliquent que leurs sources soient essentiellement autour de 50 km de profondeur. La question qui reste ouverte est celle du mécanisme qui permet de générer de tels séismes sur des failles qui sont présentes jusque dans le manteau lunaire.

Les cartes d'atténuation obtenues à Taïwan avec la MLTWA indiquent de fortes variations de l'atténuation à travers Taïwan. Cette méthode nous a permis de séparer les contributions du scattering et de l'absorption. On peut donc dire que les variations de l'absorption suivent essentiellement un gradient croissant de l'ouest vers l'est. Pour le scattering, les variations ont lieu à plus petite échelle. Le scattering est plutôt faible au centre de Taïwan dans la chaîne de montagnes, et plutôt élevé près des côtes, dans la plaine côtière, le piémont occidental et la chaîne côtière, des régions marquées par la présence de nombreuses failles, et la collision avec un arc volcanique pour la chaîne côtière. Les grandes failles sont généralement caractérisées par un fort contraste de scattering entre les blocs. Deux structures géologiques, le Peikang Basement High et la plaine d'Ilan, ont une signature particulière de faible absorption et faible scattering. Après introduction dans le modèle utilisé par la MLTWA de l'anisotropie du scattering, on a noté que les régions précédemment identifiées à fort scattering sont également des régions où la diffusion de l'énergie se fait essentiellement vers l'arrière. Cette observation d'un  $g$  négatif est nouvelle et correspond à la présence d'hétérogénéités d'impédance dans le milieu. Les contrastes d'impédance nécessaires pour générer ces  $g$  négatifs sont dus à la présence de fluides dans la croûte. Ce résultat montre que la MLTWA complétée par la prise en compte de l'anisotropie du scattering peut être utilisée comme une nouvelle méthode de détection des fluides dans la croûte.

## Perspectives

On dispose pour la Lune des données sismiques à haute fréquence. On peut donc exploiter ces données afin de caractériser la dépendance en fréquence de la diffusivité dans la Lune. À partir des profils de diffusivité obtenus, il est ensuite possible de modéliser la taille et la forme caractéristiques des hétérogénéités capables de générer le scattering observé. On pourra alors interpréter notre profil de diffusivité en termes de porosité.

Pour Taïwan, la quantité de données disponibles permet d'envisager plusieurs pistes pour affiner l'étude réalisée ici. Une particularité de Taïwan est le fait que la sismicité s'étend dans la croûte jusqu'à environ 40 km de profondeur. On peut donc trier les données en fonction de la profondeur de source afin de déterminer une dépendance de  $Q_{sc}^{-1}$  et  $Q_i^{-1}$  avec la profondeur. Les données utilisées dans ce travail couvrent la période de 1994 à 2016. Cela permet d'analyser les variations temporelles des propriétés d'atténuation. Il est notamment envisageable d'étudier la réponse des paramètres d'atténuation à des événements majeurs, comme le séisme de Chi-Chi de 1999. Les dernières mesures effectués de l'anisotropie du scattering peuvent être interprétées en termes de microstructure, par le biais de modèles de milieux poreux, par exemple. Le lien entre  $g$  négatif et présence de fluides pourrait être exploré en appliquant cette MLTWA améliorée à d'autres jeux de données couvrant d'autres régions du monde.



# Bibliographie

- Aki, K.. Attenuation of shear-waves in the lithosphere for frequencies from 0.05 to 25 Hz. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* 1980 ;21(1) :50–60.
- Aki, K., Chouet, B.. Origin of coda waves : source, attenuation, and scattering effects. *Journal of geophysical research* 1975 ;80(23) :3322–3342.
- Anache-Ménier, D., van Tiggelen, B., Margerin, L.. Phase statistics of seismic coda waves. *Physical review letters* 2009 ;102(24) :248501.
- Anderson, O.L., Schreiber, E., Liebermann, R.C., Soga, N.. Some elastic constant data on minerals relevant to geophysics. *Reviews of Geophysics* 1968 ;6(4) :491–524.
- Angelier, J., Chang, T.Y., Hu, J.C., Chang, C.P., Siame, L., Lee, J.C., Defontaines, B., Chu, H.T., Lu, C.Y.. Does extrusion occur at both tips of the Taiwan collision belt? Insights from active deformation studies in the Ilan Plain and Pigtung Plain basins. *Tectonophysics* 2009 ;466(3) :356–376.
- Banerdt, W.B., Chui, T., Herrin, E.T., Rosenbaum, D., Teplitz, V.L.. Lunar seismic search for strange quark matter. *Advances in Space Research* 2006 ;37(10) :1889–1893.
- Barr, T.D., Dahlen, F.. Brittle frictional mountain building : 2. Thermal structure and heat budget. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth* 1989 ;94(B4) :3923–3947.
- Barr, T.D., Dahlen, F., McPhail, D.. Brittle frictional mountain building 3. Low-grade metamorphism. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth* 1991 ;96(B6) :10319–10338.
- Belousov, A., Belousova, M., Chen, C.H., Zellmer, G.F.. Deposits, character and timing of recent eruptions and gravitational collapses in Tatun Volcanic Group, Northern Taiwan : Hazard-related issues. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 2010 ;191(3) :205–221.

- Bertrand, E., Unsworth, M., Chiang, C.W., Chen, C.S., Chen, C.C., Wu, F., Türkoğlu, E., Hsu, H.L., Hill, G.. Magnetotelluric evidence for thick-skinned tectonics in central Taiwan. *Geology* 2009;37(8) :711–714.
- Beyssac, O., Simoes, M., Avouac, J.P., Farley, K.A., Chen, Y.G., Chan, Y.C., Goffé, B.. Late Cenozoic metamorphic evolution and exhumation of Taiwan. *Tectonics* 2007;26(6).
- Blanchette-Guertin, J.F., Johnson, C., Lawrence, J.. Investigation of scattering in lunar seismic coda. *Journal of Geophysical Research : Planets* 2012;117(E6).
- Blanchette-Guertin, J.F., Johnson, C., Lawrence, J.. Effects of lateral variations in megaregolith thickness on predicted lunar seismic signals. *Geophysical Research Letters* 2015a;42(23).
- Blanchette-Guertin, J.F., Johnson, C., Lawrence, J.. Modeling seismic energy propagation in highly scattering environments. *Journal of Geophysical Research : Planets* 2015b;120(3) :515–537.
- Bulow, R., Johnson, C., Shearer, P.. New events discovered in the Apollo lunar seismic data. *Journal of Geophysical Research : Planets (1991–2012)* 2005;110(E10).
- Calvet, M., Margerin, L.. Lapse-Time Dependence of Coda Q : Anisotropic Multiple-Scattering Models and Application to the Pyrenees. *Bulletin of the Seismological Society of America* 2013;103(3) :1993–2010.
- Cameron, A.G., Ward, W.R.. The origin of the Moon. In : *Lunar and Planetary Science Conference*. volume 7; 1976. p. 120.
- Carcolé, E., Sato, H.. Spatial distribution of scattering loss and intrinsic absorption of short-period S waves in the lithosphere of Japan on the basis of the Multiple Lapse Time Window Analysis of Hi-net data. *Geophysical Journal International* 2010;180(1) :268–290.
- Carlson, R., Lugmair, G.. Time and duration of lunar highlands crust formation. *Earth and Planetary Science Letters* 1981;52(2) :227–238.
- Chang, C., Angelier, J., Huang, C., Liu, C.. Structural evolution and significance of a mélangé in a collision belt : the lichi mélangé and the taiwan arc-continent collision. *Geological Magazine* 2001;138(6) :633–651.
- Chen, P.F., Huang, B.S., Liang, W.T.. Evidence of a slab of subducted lithosphere beneath central Taiwan from seismic waveforms and travel times. *Earth and Planetary Science Letters* 2004;229(1) :61–71.

- Chenet, H., Lognonné, P., Wieczorek, M., Mizutani, H.. Lateral variations of lunar crustal thickness from the Apollo seismic data set. *Earth and Planetary Science Letters* 2006 ;243(1) :1–14.
- Cheng, W.B.. Three-dimensional seismic attenuation structure beneath the Taiwan region and its tectonic implication. *Journal of Asian Earth Sciences* 2013 ;65 :86–99.
- Chiang, C.S., Yu, H.S., Chou, Y.W.. Characteristics of the wedge-top depozone of the southern Taiwan foreland basin system. *Basin Research* 2004 ;16(1) :65–78.
- Chouet, B.A.. Long-period volcano seismicity : its source and use in eruption forecasting. *Nature* 1996 ;380(6572) :309.
- Dahlen, F., Barr, T.D.. Brittle frictional mountain building : 1. Deformation and mechanical energy budget. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth* 1989 ;94(B4) :3906–3922.
- Dainty, A.M., Toksöz, M.N.. Seismic codas on the Earth and the Moon : a comparison. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* 1981 ;26(4) :250–260.
- Dainty, A.M., Toksöz, M.N., Anderson, K.R., Pines, P.J., Nakamura, Y., Latham, G.. Seismic scattering and shallow structure of the Moon in Oceanus Procellarum. *The Moon* 1974 ;9(1-2) :11–29.
- Dyal, P., Daily, W.D.. Electrical conductivity anomalies associated with circular lunar maria. In : *Lunar and Planetary Science Conference Proceedings*. volume 10 ; 1979. p. 2291–2297.
- Elkins-Tanton, L.T., Hager, B.H., Grove, T.L.. Magmatic effects of the lunar late heavy bombardment. *Earth and Planetary Science Letters* 2004 ;222(1) :17–27.
- Ernst, W.. Mineral parageneses in metamorphic rocks exposed along Tailuko Gorge, Central Mountain Range, Taiwan. *Journal of Metamorphic Geology* 1983 ;1(4) :305–329.
- Fehler, M., Hoshihara, M., Sato, H., Obara, K.. Separation of scattering and intrinsic attenuation for the Kanto-Tokai region, Japan, using measurements of S-wave energy versus hypocentral distance. *Geophysical Journal International* 1992 ;108(3) :787–800.
- Frohlich, C., Nakamura, Y.. Possible extra-Solar-System cause for certain lunar seismic events. *Icarus* 2006 ;185(1) :21–28.

- Garcia, R.F., Gagnepain-Beyneix, J., Chevrot, S., Lognonné, P.. Very preliminary reference Moon model. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* 2011 ;188(1) :96–113.
- Gillet, K., Margerin, L., Calvet, M., Monnereau, M.. Scattering attenuation profile of the moon : Implications for shallow moonquakes and the structure of the megaregolith. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* 2017 ;262 :28–40.
- Goins, N.R., Dainty, A.M., Toksöz, M.N.. Seismic energy release of the Moon. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth* (1978–2012) 1981a ;86(B1) :378–388.
- Goins, N.R., Dainty, A.M., Toksöz, M.N.. Structure of the lunar crust at highland site Apollo station 16. *Geophysical Research Letters* 1981b ;8(1) :29–32.
- Grinstead, C.M., Snell, J.L.. *Introduction to probability*. American Mathematical Society, 2012.
- Halliday, A., Lee, D., Jacobsen, S.B.. Tungsten isotopes, the timing of metal-silicate fractionation, and the origin of the Earth and Moon. *Origin of the Earth and Moon* 2000 ;1 :45–62.
- Hartse, H.E., Phillips, W.S., Fehler, M.C., House, L.S.. Single-station spectral discrimination using coda waves. *Bulletin of the Seismological Society of America* 1995 ;85(5) :1464–1474.
- Heiken, G., Vaniman, D., French, B.M.. *Lunar sourcebook : A user's guide to the Moon*. CUP Archive, 1991.
- Henry, L.G., Greenstein, J.L.. Diffuse radiation in the galaxy. *The Astrophysical Journal* 1941 ;93 :70–83.
- Hinners, N.. Apollo 16 site selection. NASA SP-315 1972 ;.
- Hood, L.L., Mitchell, D.L., Lin, R.P., Acuna, M.H., Binder, A.B.. Initial measurements of the lunar induced magnetic dipole moment using Lunar Prospector magnetometer data. *Geophysical Research Letters* 1999 ;26(15) :2327–2330.
- Hoshiya, M.. Separation of scattering attenuation and intrinsic absorption in Japan using the multiple lapse time window analysis of full seismogram envelope. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth* 1993 ;98(B9) :15809–15824.
- Hoshiya, M.. Estimation of nonisotropic scattering in western Japan using coda wave envelopes : Application of a multiple nonisotropic scattering model. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth* 1995 ;100(B1) :645–657.

- Huang, H.H., Wu, Y.M., Song, X., Chang, C.H., Lee, S.J., Chang, T.M., Hsieh, H.H.. Joint Vp and Vs tomography of Taiwan : Implications for subduction-collision orogeny. *Earth and Planetary Science Letters* 2014;392 :177–191.
- Ida, S., Canup, R., Stewart, G.. Formation of the Moon from an impact-generated disk. *Nature* 1997;389 :353–357.
- Jaumann, R., Hiesinger, H., Anand, M., Crawford, I.A., Wagner, R., Sohl, F., Jolliff, B., Scholten, F., Knapmeyer, M., Hoffmann, H., et al. Geology, geochemistry, and geophysics of the Moon : Status of current understanding. *Planetary and Space Science* 2012;74(1) :15–41.
- Jolliff, B., Gillis, J.J., Haskin, L.A., Korotev, R.L., Wieczorek, M.A.. Major lunar crustal terranes : Surface expressions and crust-mantle origins. *Journal of Geophysical Research : Planets* 2000;105(E2) :4197–4216.
- Kato, K., Aki, K., Takemura, M.. Site amplification from coda waves : validation and application to S-wave site response. *Bulletin of the Seismological Society of America* 1995;85(2) :467–477.
- Kaula, W., Schubert, G., Lingenfelter, R., Sjogren, W., Wollenhaupt, W.. Analysis and interpretation of lunar laser altimetry. In : *Lunar and Planetary Science Conference Proceedings*. volume 3 ; 1972. p. 2189.
- Khan, A., Connolly, J., Pommier, A., Noir, J.. Geophysical evidence for melt in the deep lunar interior and implications for lunar evolution. *Journal of Geophysical Research : Planets* 2014;119(10) :2197–2221.
- Khan, A., Mosegaard, K.. An inquiry into the lunar interior : A nonlinear inversion of the Apollo lunar seismic data. *Journal of Geophysical Research : Planets* 2002;107(E6).
- Khan, A., Mosegaard, K., Rasmussen, K.L.. A new seismic velocity model for the Moon from a Monte Carlo inversion of the Apollo lunar seismic data. *Geophysical Research Letters* 2000;27(11) :1591–1594.
- Khan, A., Mosegaard, K., Williams, J., Lognonné, P.. Does the Moon possess a molten core? Probing the deep lunar interior using results from LLR and Lunar Prospector. *Journal of Geophysical Research : Planets* 2004;109(E9).
- Kim, K.H., Chiu, J.M., Pujol, J., Chen, K.C., Huang, B.S., Yeh, Y.H., Shen, P.. Three-dimensional VP and VS structural models associated with the active subduction and collision tectonics in the Taiwan region. *Geophysical Journal International* 2005;162(1) :204–220.



- Kobuko, E., Ida, S., Makino, J.. Evolution of a circumterrestrial disk and formation of a single Moon. *Icarus* 2000 ;148(2) :419–436.
- Konstantinou, K.I., Lin, C.H., Liang, W.T.. Seismicity characteristics of a potentially active Quaternary volcano : The Tatun Volcano Group, northern Taiwan. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 2007 ;160(3) :300–318.
- Lammlein, D.R.. Lunar seismicity and tectonics. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* 1977 ;14(3) :224–273.
- Latham, G., Ewing, M., Dorman, J., Lammlein, D., Press, F., Toksöz, N., Sutton, G., Duennebier, F., Nakamura, Y.. Moonquakes and lunar tectonism. *The Moon* 1972a ;4(3-4) :373–382.
- Latham, G., Ewing, M., Dorman, J., Press, F., Toksoz, N., Sutton, G., Meissner, R., Duennebier, F., Nakamura, Y., Kovach, R., et al. Seismic data from man-made impacts on the Moon. *Science* 1970 ;170(3958) :620–626.
- Latham, G., Ewing, M., Press, F., Sutton, G., Dorman, J., Nakamura, Y., Toksöz, N., Lammlein, D., Duennebier, F.. Apollo 16 Preliminary Science Report. NASA SP-315 1972b ;9.
- Lilley, F.. Electrical conductivity anomalies and continental seismicity in Australia. *Nature* 1975 ;257(5525) :381–382.
- Lin, C.H.. Thermal modeling of continental subduction and exhumation constrained by heat flow and seismicity in Taiwan. *Tectonophysics* 2000 ;324(3) :189–201.
- Lin, C.H.. Active continental subduction and crustal exhumation : the Taiwan orogeny. *Terra Nova* 2002 ;14(4) :281–287.
- Lognonné, P., Gagnepain-Beyneix, J., Chenet, H.. A new seismic model of the Moon : implications for structure, thermal evolution and formation of the Moon. *Earth and Planetary Science Letters* 2003 ;211(1) :27–44.
- Longhi, J.. A new view of lunar ferroan anorthosites : Postmagma ocean petrogenesis. *Journal of Geophysical Research : Planets* 2003 ;108(E8).
- Lucey, P.G., Taylor, G.J., Malaret, E., et al. Abundance and distribution of iron on the Moon. *SCIENCE-NEW YORK THEN WASHINGTON-* 1995 ; :1150–1150.
- Lux, I., Koblinger, L.. Monte Carlo particle transport methods : neutron and photon calculations. volume 102. CRC press Boca Raton, Florida, 1991.

- Ma, K.F., Song, T.R.A.. Thermo-mechanical structure beneath the young orogenic belt of Taiwan. *Tectonophysics* 2004;388(1) :21–31.
- Mancinelli, N., Shearer, P., Liu, Q.. Constraints on the heterogeneity spectrum of Earth's upper mantle. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth* 2016;121(5) :3703–3721. URL : <http://dx.doi.org/10.1002/2015JB012641>. doi :10.1002/2015JB012641.
- Margerin, L.. Introduction to radiative transfer of seismic waves. *Geophysical Monograph* 2005;157 :229–252.
- Margerin, L.. Mean-field T-matrix approach to elastic wave scattering by small and point-like objects. *Waves in Random and Complex Media* 2011;21(4) :628–644.
- Margerin, L., Campillo, M., Tiggelen, B.. Radiative transfer and diffusion of waves in a layered medium : new insight into coda Q. *Geophysical Journal International* 1998;134(2) :596–612.
- Margerin, L., Campillo, M., Van Tiggelen, B.. Monte Carlo simulation of multiple scattering of elastic waves. *Journal of Geophysical Research* 2000;105(B4) :7873–7892.
- Margerin, L., Nolet, G.. Multiple scattering of high-frequency seismic waves in the deep Earth : PKP precursor analysis and inversion for mantle granularity. *Journal of Geophysical Research* 2003;108 :doi :10.1029/2003JB002455.
- Mayor, J., Margerin, L., Calvet, M.. Sensitivity of coda waves to spatial variations of absorption and scattering : radiative transfer theory and 2-D examples. *Geophysical Journal International* 2014;197(2) :1117–1137.
- Meirova, T., Pinsky, V.. Seismic wave attenuation in Israel region estimated from the multiple lapse time window analysis and S-wave coda decay rate. *Geophysical Journal International* 2014;197(1) :581–590.
- Moos, D., Zoback, M.D.. In situ studies of velocity in fractured crystalline rocks. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth* 1983;88(B3) :2345–2358.
- Mouthereau, F., Deffontaines, B., Lacombe, O., Angelier, J.. Variations along the strike of the Taiwan thrust belt : Basement control on structural style, wedge geometry, and kinematics. *Special Papers-Geological Society of America* 2002 ; :31–54.
- Nakamura, Y.. Seismic energy transmission in an intensively scattering environment. *Journal of Geophysics* 1977;43 :389–399.

- Nakamura, Y.. Shallow moonquakes-How they compare with earthquakes. In : Lunar and Planetary Science Conference Proceedings. volume 11 ; 1980. p. 1847–1853.
- Nakamura, Y.. Farside deep moonquakes and deep interior of the Moon. *Journal of Geophysical Research : Planets* (1991–2012) 2005 ;110(E1).
- Nakamura, Y., Dorman, J., Duennebier, F., Lammlein, D., Latham, G.V.. Shallow lunar structure determined from the passive seismic experiment. *The Moon* 1975 ;13(1-3) :57–66.
- Nakamura, Y., Latham, G.V., Dorman, J., Harris, J.. Passive seismic experiment long-period event catalog. *Galveston Geophysics Laboratory Contribution* 1981 ;491.
- Nakamura, Y., Latham, G.V., Dorman, J., Ibrahim, A.B., Koyama, J., Horvath, P.. Shallow moonquakes-depth, distribution and implications as to the present state of the lunar interior. In : Lunar and Planetary Science Conference Proceedings. volume 10 ; 1979. p. 2299–2309.
- Nakamura, Y., Latham, G.V., Ewing, M., Dorman, J.. Lunar seismic energy transmission. *EOS* 1970 ;51 :776.
- Neal, C.R.. The Moon 35 years after Apollo : What's left to learn? *Chemie der Erde-Geochemistry* 2009 ;69(1) :3–43.
- Obara, K., Sato, H.. Regional differences of random inhomogeneities around the volcanic front in the Kanto-Tokai area, Japan, revealed from the broadening of S wave seismogram envelopes. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth* 1995 ;100(B2) :2103–2121.
- Obermann, A., Planes, T., Larose, E., Campillo, M.. Imaging preruptive and coeruptive structural and mechanical changes of a volcano with ambient seismic noise. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth* 2013 ;118(12) :6285–6294.
- Oberst, J., Nakamura, Y.. A search for clustering among the meteoroid impacts detected by the Apollo lunar seismic network. *Icarus* 1991 ;91(2) :315–325.
- O'Connell, R.J., Budiansky, B.. Seismic velocities in dry and saturated cracked solids. *Journal of Geophysical Research* 1974 ;79(35) :5412–5426.
- O'Connell, R.J., Budiansky, B.. Viscoelastic properties of fluid-saturated cracked solids. *Journal of Geophysical Research* 1977 ;82(36) :5719–5735.

- O'Keefe, J.A.. The origin of the Moon : Theories involving joint formation with the Earth. *Astrophysics and Space Science* 1972 ;16(2) :201–211.
- Paasschens, J.. Solution of the time-dependent Boltzmann equation. *Physical Review E* 1997 ;56(1) :1135.
- Perone, C.S.. Pyevolve : a Python open-source framework for genetic algorithms. *ACM SIGEVOLution* 2009 ;4(1) :12–20.
- Press, F.. Section 9 : Seismic velocities. *Geological Society of America Memoirs* 1966 ;97 :195–218.
- Saito, T., Sato, H., Ohtake, M.. Envelope broadening of spherically outgoing waves in three-dimensional random media having power law spectra. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth* 2002 ;107(B5) :E5303–E5315. URL : <http://dx.doi.org/10.1029/2001JB000264>. doi :10.1029/2001JB000264.
- Sato, H.. Broadening of seismogram envelopes in the randomly inhomogeneous lithosphere based on the parabolic approximation : Southeastern Honshu, Japan. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth* 1989 ;94(B12) :17735–17747.
- Sato, H., Fehler, M.C., Maeda, T.. *Seismic wave propagation and scattering in the heterogeneous Earth*. Springer, 2012.
- Sens-Schönfelder, C., Larose, E.. Temporal changes in the lunar soil from correlation of diffuse vibrations. *Physical Review E* 2008 ;78(4) :045601.
- Shapiro, N., Campillo, M., Margerin, L., Singh, S., Kostoglodov, V., Pacheco, J.. The energy partitioning and the diffusive character of the seismic coda. *Bulletin of the Seismological Society of America* 2000 ;90(3) :655–665.
- Shearer, C.K., Hess, P.C., Wieczorek, M.A., Pritchard, M.E., Parmentier, E.M., Borg, L.E., Longhi, J., Elkins-Tanton, L.T., Neal, C.R., Antonenko, I., et al. Thermal and magmatic evolution of the Moon. *Reviews in Mineralogy and Geochemistry* 2006 ;60(1) :365–518.
- Shearer, P.M., Earle, P.S.. The global short-period wavefield modelled with a Monte Carlo seismic phonon method. *Geophysical Journal International* 2004 ;158(3) :1103–1117.
- Sheng, P.. *Introduction to wave scattering localization and mesoscopic phenomena*. Springer, Berlin, 2006.
- Shiomi, K., Sato, H., Ohtake, M.. Broad-band power-law spectra of well-log data in Japanb. *Geophysical Journal International* 1997 ;130(1) :57–64.

- Shyu, J.B.H., Sieh, K., Chen, Y.G., Liu, C.S.. Neotectonic architecture of Taiwan and its implications for future large earthquakes. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth* 2005 ;110(B8).
- Sibuet, J.C., Hsu, S.K.. How was Taiwan created? *Tectonophysics* 2004 ;379(1) :159–181.
- Simmons, G., Todd, T., Wang, H.. The 25-km discontinuity : Implications for lunar history. *Science* 1973 ;182(4108) :158–161.
- Simoès, M., Avouac, J.P.. Investigating the kinematics of mountain building in Taiwan from the spatiotemporal evolution of the foreland basin and western foothills. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth* 2006 ;111(B10).
- Simoès, M., Avouac, J.P., Beyssac, O., Goffé, B., Farley, K.A., Chen, Y.G.. Mountain building in Taiwan : A thermokinematic model. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth* 2007 ;112(B11).
- Simoès, M., Beyssac, O., Chen, Y.G.. Late Cenozoic metamorphism and mountain building in Taiwan : A review. *Journal of Asian Earth Sciences* 2012 ;46 :92–119.
- Solomon, S.C., Toksöz, M.N.. Internal constitution and evolution of the Moon. *Geophysical Journal International* 2010 ;180(1) :268–290.
- Sonett, C., Smith, B., Colburn, D., Schubert, G., Schwartz, K.. Polarized electromagnetic response of the Moon. In : *Lunar and Planetary Science Conference Proceedings*. volume 5 ; 1974. p. 3073–3089.
- Song, S., Tsao, S., Lo, H.. Characteristics of the Tatun volcanic eruptions, north Taiwan : implications for a cauldron formation and volcanic evolution. *J Geol Soc China* 2000 ;43(2) :361–378.
- Soudis, P.D., Reisse, R.A., Gillis, J.J., et al. Ancient multiring basins on the Moon revealed by Clementine laser altimetry. *SCIENCE-NEW YORK THEN WASHINGTON-* 1994 ; :1848–1848.
- Stanley, R.S., Hill, L., Chang, H., Hu, H.. A transect through the metamorphic core of the Central Mountains, southern Taiwan. *Mem Geol Soc China* 1981 ;4(4) :443–473.
- Su, F., Aki, K., Biswas, N.. Discriminating quarry blasts from earthquakes using coda waves. *Bulletin of the Seismological Society of America* 1991 ;81(1) :162–178.
- Suppe, J.. Decollement folding in southwestern Taiwan. *Petroleum Geology of Taiwan* 1976 ;(13) :25–35.

- Takahashi, T., Sato, H., Nishimura, T., Obara, K.. Strong inhomogeneity beneath Quaternary volcanoes revealed from the peak delay analysis of S-wave seismograms of microearthquakes in northeastern Japan. *Geophysical Journal International* 2007;168(1) :90–99.
- Takahashi, T., Sato, H., Nishimura, T., Obara, K.. Tomographic inversion of the peak delay times to reveal random velocity fluctuations in the lithosphere : method and application to northeastern Japan. *Geophysical Journal International* 2009;178(3) :1437–1455.
- Takahashi, T., Sato, H., Ohtake, M., Obara, K.. Scale dependence of apparent stress for earthquakes along the subducting Pacific plate in northeastern Honshu, Japan. *Bulletin of the Seismological Society of America* 2005;95(4) :1334–1345.
- Teng, L.S.. Geotectonic evolution of late Cenozoic arc-continent collision in Taiwan. *Tectonophysics* 1990;183(1) :57–76.
- Tittmann, B., Curnow, J., Housley, R.. Internal friction quality factor  $Q$  greater than or equal to 3100 achieved in lunar rock 70215, 85. In : *Lunar and Planetary Science Conference Proceedings*. volume 6 ; 1975. p. 3217–3226.
- Todd, T., Richter, D.A., Simmons, G., Wang, H.. Unique characterization of lunar samples by physical properties. In : *Lunar and Planetary Science Conference Proceedings*. volume 4 ; 1973. p. 2639.
- Toksöz, M., Press, F., Dainty, A., Anderson, K., Latham, G., Ewing, M., Dorman, J., Lammlin, D., Sutton, G., Duennebie, F.. Structure, composition, and properties of lunar crust. In : *Lunar and Planetary Science Conference Proceedings*. volume 3 ; 1972. p. 2527.
- Toksöz, M.N., Cheng, C.H., Timur, A.. Velocities of seismic waves in porous rocks. *Geophysics* 1976;41(4) :621–645.
- Toksöz, M.N., Dainty, A.M., Solomon, S.C., Anderson, K.R.. Structure of the Moon. *Reviews of Geophysics* 1974;12(4) :539–567.
- Tripathi, J.N., Sato, H., Yamamoto, M.. Envelope broadening characteristics of crustal earthquakes in northeastern Honshu, Japan. *Geophysical Journal International* 2010;182(2) :988–1000.
- Tsujiura, M.. Spectral analysis of the coda waves from local earthquakes. *Bull Earthquake Res Inst Tokyo Univ* 1978;53 :1–48.
- Wang, H.L., Zhu, L., Chen, H.W.. Moho depth variation in Taiwan from teleseismic receiver functions. *Journal of Asian Earth Sciences* 2010a;37(3) :286–291.

- Wang, Y.J., Ma, K.F., Mouthereau, F., Eberhart-Phillips, D.. Three-dimensional Qp-and Qs-tomography beneath Taiwan orogenic belt : implications for tectonic and thermal structure. *Geophysical Journal International* 2010b ;180(2) :891–910.
- Warneke, L.A., Ernst, W.. Progressive Cenozoic metamorphism of rocks cropping out along the southern east-west cross-island highway, Taiwan. *Mem Geol Soc China* 1984 ;6 :105–132.
- Weaver, R.L.. Diffusivity of ultrasound in polycrystals. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 1990 ;38 :55–86.
- Weber, R.C., Lin, P.Y., Garnero, E.J., Williams, Q., Lognonne, P.. Seismic detection of the lunar core. *science* 2011 ;331(6015) :309–312.
- Wegler, U.. Diffusion of seismic waves in a thick layer : theory and application to Vesuvius volcano. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth* 2004 ;109(B7).
- Wesley, J.P.. Diffusion of seismic energy in the near range. *Journal of Geophysical Research* 1965 ;70(20) :5099–5106.
- Wieczorek, M.A., Jolliff, B.L., Khan, A., Pritchard, M.E., Weiss, B.P., Williams, J.G., Hood, L.L., Richter, K., Neal, C.R., Shearer, C.K., et al. The constitution and structure of the lunar interior. *Reviews in mineralogy and geochemistry* 2006 ;60(1) :221–364.
- Wieczorek, M.A., Neumann, G.A., Nimmo, F., Kiefer, W.S., Taylor, G.J., Melosh, H.J., Phillips, R.J., Solomon, S.C., Andrews-Hanna, J.C., Asmar, S.W., et al. The crust of the Moon as seen by GRAIL. *Science* 2013 ;339(6120) :671–675.
- Wieczorek, M.A., Phillips, R.J.. Structure and compensation of the lunar highland crust. *Journal of Geophysical Research : Planets* 1997 ;102(E5) :10933–10943.
- Wu, R.S., Aki, K.. Scattering characteristics of elastic waves by an elastic heterogeneity. *Geophysics* 1985 ;50(4) :582–595.
- Wu, Y.H., Chen, C.C., Turcotte, D.L., Rundle, J.B.. Quantifying the seismicity on Taiwan. *Geophysical Journal International* 2013 ;194(1) :465–469.
- Wu, Y.M., Zhao, L., Chang, C.H., Hsu, Y.J.. Focal-mechanism determination in taiwan by genetic algorithm. *Bulletin of the Seismological Society of America* 2008 ;98(2) :651–661.
- Yamamoto, M., Sato, H.. Multiple scattering and mode conversion revealed by an active seismic experiment at Asama volcano, Japan. *Journal of Geophysical*

Research : Solid Earth 2010;115(B7) :B07304. URL : <http://dx.doi.org/10.1029/2009JB007109>. doi :10.1029/2009JB007109.

Zhang, F., Papageorgiou, A.S.. Attenuation characteristics of Taiwan : estimation of coda Q, s-wave Q, scattering Q, intrinsic Q, and scattering coefficient. Seismological Research Letters 2010 ;81(5) :769–777.

Zuber, M.T., Smith, D.E., Lemoine, F.G., Neumann, G.A., et al. The shape and internal structure of the Moon from the Clementine mission. SCIENCE-NEW YORK THEN WASHINGTON- 1994 ; :1839–1839.