



# **Un modèle de propagation des ondes sismiques en milieux géologiques visqueux**

Fateh Bouchaala, Claude Guennou

## **► To cite this version:**

Fateh Bouchaala, Claude Guennou. Un modèle de propagation des ondes sismiques en milieux géologiques visqueux. CFM 2007 - 18ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2007, Grenoble, France. <hal-03361563>

**HAL Id: hal-03361563**

**<https://hal.science/hal-03361563v1>**

Submitted on 1 Oct 2021

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

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



HAL Authorization

## Un modèle de propagation des ondes sismiques en milieux géologiques visqueux

Fateh Bouchaala, Claude Guennou

UBO – IUEM

UMR 6538, Laboratoire Domaines Océaniques

Place Nicolas Copernic, 29280 Plouzané

Fateh.Bouchaala@univ-brest.fr, Claude.Guennou@univ-brest.fr

### Résumé :

*Les temps d'arrivée et amplitudes des ondes sismiques sont les informations nécessaires à la reconnaissance des milieux géologiques. Cette reconnaissance s'appuie sur des modèles directs de propagation. Ne pas tenir compte de la viscosité dans les modèles directs, ne permet pas d'exploiter correctement l'information amplitudes des ondes sismiques observées, et par conséquent augmente l'incertitude sur la reconnaissance des milieux géologiques.*

*Dans notre étude, nous avons introduit le modèle de viscosité de Kelvin-Voigt dans le modèle de propagation des ondes sismiques en milieux 3D, inhomogènes et isotropes par la théorie des rais. Nous proposons donc ainsi, un modèle de propagation des ondes sismiques en milieux viscoélastiques. Nous avons adopté l'hypothèse de faible viscosité, hypothèse conforme à une très large majorité de milieux géologiques.*

*Des données numériques réalistes ont été choisies pour simuler la propagation des ondes sismiques dans deux différents milieux géologiques visqueux. Les résultats de cette simulation numérique sont présentés.*

### Abstract :

*Arrival times and amplitudes of seismic waves are information needed to knowledge geological media. This knowledge needs direct models of seismic wave's propagation. Not to take into account the viscosity of geological media in direct models doesn't allow a correct exploitation of observed seismic waves amplitudes, and consequently increases the uncertainty in the knowledge of geological media.*

*In our study, we introduce the Kelvin-Voigt's viscosity model into the seismic wave's propagation ray theory model within isotropic inhomogeneous 3D media. Thus, we built a seismic wave's propagation model in viscoelastic media. We consider slight viscous media, true condition for a large range of geological media.*

*Then, realistic numerical seismic data have been chosen in order to simulate wave's propagation within two different viscoelastic media by using the established model. The results of this simulation are presented.*

### Mots-clefs :

### Ondes ; Viscoélasticité ; Modélisation

#### 1 Introduction

L'étude du problème direct de la propagation des ondes sismiques dans les milieux géologiques, est une étude préalable nécessaire à la reconnaissance des milieux géologiques. Les temps d'arrivée et les amplitudes des ondes sismiques observées, sont les informations exploitées pour reconnaître les milieux géologiques traversés par ces ondes sismiques observées. L'information « amplitudes » est une information difficile à exploiter, de par la diversité des facteurs d'atténuation des ondes sismiques (atténuation géométrique, atténuation de réflexion et/ou transmission, atténuation anélastique), par conséquent, de par la complexité

de son calcul. La prise en compte de la viscosité, même faible, des milieux géologiques dans le modèle de propagation des ondes sismiques est nécessaire à l'exploitation correcte de l'information « amplitudes des ondes sismiques observées », pour une meilleure reconnaissance des milieux géologiques.

La première partie de notre étude est consacrée à la modélisation de la propagation des ondes dans les milieux 3D, inhomogènes, isotropes et viscoélastiques, sous l'hypothèse de la faible viscosité, hypothèse caractéristique d'une grande majorité de milieux géologiques (Lavergne, 1986)

La deuxième partie de notre étude est consacrée à la simulation numérique de la propagation d'une onde directe, de compression, dans deux milieux géologiques donnés (données numériques réalistes), pour divers degrés de viscosité de ces deux milieux.

## 2 Modélisation des ondes viscoélastiques en milieux 3D, isotropes et inhomogènes

Le modèle de viscosité de Kelvin-Voigt (Quiblier, 1997) consiste à ajouter une partie imaginaire aux coefficients d'élasticité modélisant le comportement mécanique du milieu. Pour les milieux isotropes, cela se traduit par la prise en compte de coefficients de Lamé complexes.

On introduit :

$$\begin{aligned}\lambda^* &= \lambda_R - i\lambda_I \\ \mu^* &= \mu_R - i\mu_I\end{aligned}\quad (1)$$

Ou encore, cela se traduit par la prise en compte de vitesses de propagation complexes :

$$V_P^* = V_P \left(1 + \frac{i}{Q_P}\right)^{1/2} \quad V_S^* = V_S \left(1 + \frac{i}{Q_S}\right)^{1/2} \quad (2)$$

avec

$$Q_P = -\frac{\lambda_I + 2\mu_I}{\lambda_R + 2\mu_R} \quad Q_S = -\frac{\mu_I}{\mu_R} \quad (3)$$

$$V_P = \left(\frac{\lambda_R + 2\mu_R}{\rho}\right)^{1/2} \quad V_S = \left(\frac{\mu_R}{\rho}\right)^{1/2} \quad (4)$$

$\rho$  est la densité du milieu,

$Q_P$  et  $Q_S$  sont respectivement les facteurs de qualité associés aux ondes de compression et aux ondes de cisaillement. Ils mesurent la viscosité du milieu.

Nous ne restreignons notre étude aux milieux faiblement visqueux. Par conséquent nous

retenons que :

$$\frac{1}{Q_P} \ll 1 \quad \text{et} \quad \frac{1}{Q_S} \ll 1 \quad (5)$$

Le champ des vecteurs déplacement  $\vec{u}$  des particules élémentaires, lors du passage d'une onde, est solution l'équation de la dynamique suivante, équation issue des lois de la mécanique des milieux continus :

$$\vec{\nabla} \cdot \left[ \lambda^* (\nabla \cdot \vec{u}) \vec{I} + \mu^* (\vec{\nabla} \vec{u} + \vec{\nabla}' \vec{u}) \right] = \rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} \quad (6)$$

où  $\rho$ ,  $\lambda^*$  et  $\mu^*$  sont des fonctions de la position spatiale  $\vec{x}$  des particules élémentaires (milieu inhomogène)

Pour résoudre cette équation, la théorie des rais propose une solution de forme générale :

$$\vec{u}(\vec{x}, t) = S(\omega) \vec{U}(\vec{x}) \exp(-i\omega(t - T(\vec{x}))) \quad (7)$$

Nous distinguons :

- le terme de source  $S(\omega)$ , où  $\omega$  est la fréquence circulaire du signal source exciteur
- le vecteur amplitude  $\vec{U}(\vec{x})$  du déplacement de la particule élémentaire située en  $\vec{x}$
- le terme de phase  $\exp(-i\omega(t - T(\vec{x})))$ , où  $T(\vec{x})$  est le temps d'arrivée de l'onde entre la source située à l'origine et la particule élémentaire située en  $\vec{x}$ .

Dans les milieux purement élastiques, le rapport de l'accroissement infinitésimal du temps d'arrivée d'une onde sur l'accroissement infinitésimal de la distance parcourue par l'onde est

$$\text{égal à l'inverse de sa vitesse de propagation : } \frac{dT}{ds} = \frac{1}{V} \quad (8)$$

Par conséquent :  $\frac{\partial T}{\partial x_i} \frac{dx_i}{ds} = \frac{1}{V}$  (convention de l'indice répété) où le vecteur unitaire de

composantes  $\frac{dx_i}{ds}$  a pour direction la direction de propagation de l'onde.

Dans les milieux faiblement viscoélastiques nous écrivons :

$$\left( \frac{\partial T}{\partial x_i} \right)^* \frac{dx_i}{ds} = \frac{1}{V^*} = \frac{1}{V} \left( 1 - \frac{i}{2Q} \right) \quad (9)$$

où  $Q$  est le facteur de qualité associé à l'onde de vitesse de propagation  $V$ .

Et pour déterminer les fonctions  $\vec{U}(\vec{x})$  et  $T(\vec{x})$ , nous introduirons la forme générale de la solution proposée par la théorie des rais (équation (7)) dans l'équation de la dynamique (équation (6)) en écrivant :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = S(\omega) \left[ \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + i\omega U_i \frac{\partial T}{\partial x_j} \left( 1 - \frac{i}{2Q} \right) \right] \exp(-i\omega(t - T)) \quad (10)$$

Et nous obtiendrons une équation du second degré en  $\omega$  (Bouchaala (in prep. 2007)) :

$$\omega^2 \vec{N}^*(\vec{U}, T) - \omega \vec{M}^*(\vec{U}, T) + \vec{L}^*(\vec{U}, T) = \vec{0} \quad (11)$$

Nous recherchons une solution approchée à cette dernière équation, dans le domaine des hautes fréquences et des faibles viscosités, en résolvant le système :

$$\text{Re}[\vec{N}^*(\vec{U}, T)] = \vec{0} \quad (12)$$

$$\text{Re}[\vec{M}^*(\vec{U}, T)] = \vec{0} \quad (13)$$

$$\text{La résolution de l'équation (10) conduit à : } (\vec{\nabla} T)^2 = \frac{1}{V^2} \quad (14)$$

C'est l'équation de l'Eikonal, où la vitesse de propagation  $V$  de l'onde peut prendre deux valeurs :  $V_p$  ou  $V_s$  (équations (4)). L'absence du facteur de qualité dans l'équation de l'Eikonal témoigne de non-influence de la faible viscosité du milieu sur les temps d'arrivée des ondes.

L'équation (13) est équivalente à l'équation suivante :

$$2\vec{\nabla}T \cdot \vec{\nabla}(\|\vec{U}\|V\sqrt{\rho}) + \|\vec{U}\|V\sqrt{\rho}\Delta T + \frac{\omega}{Q} \frac{\|\vec{U}\|\sqrt{\rho}}{V} = 0 \quad (15)$$

C'est l'équation de transport où  $Q = Q_p$  si  $V = V_p$ , ou  $Q = Q_s$  si  $V = V_s$ .

La résolution de l'équation (15) conduit à :

$$\|\vec{U}\|_{A_1} = \underbrace{\|\vec{U}\|_{A_0} \left( \frac{(\rho V J)_{A_0}}{(\rho V J)_{A_1}} \right)^{1/2}}_{\eta} \underbrace{\exp \left( -\omega \int_{A_0}^{A_1} \frac{ds}{2VQ} \right)}_{\alpha} \quad (16)$$

Att. géométrique    Att. viscoélastique

Dans le résultat ci-dessus nous distinguons l'expression de deux facteurs disjoints atténuant la norme du vecteur amplitude du déplacement entre les points  $A_0$  et  $A_1$  sur la trajectoire de l'onde :

- l'atténuation géométrique  $\eta$  se calcule en fonction de  $V$ ,  $\rho$  et du Jacobien  $J$  aux points  $A_0$  et  $A_1$  (Cerveny (2001)). Elle traduit l'expansion du front d'onde au cours de la propagation
- l'atténuation viscoélastique  $\alpha$  se calcule à partir du calcul d'une intégrale curviligne entre les points  $A_0$  et  $A_1$ , le long de la trajectoire de l'onde. Elle dépend du facteur de qualité  $Q$ , associé à la vitesse de propagation  $V$ , donnant une mesure de la viscosité du milieu, mais aussi de  $\omega$ , la fréquence circulaire du signal source.

### 3 Simulation numérique

Nous avons calculé temps d'arrivée, atténuation géométrique et atténuation de viscosité d'une onde se propageant sur une même distance dans deux milieux différents (FIG. 1), et ce pour divers degrés de viscosité de ces milieux.

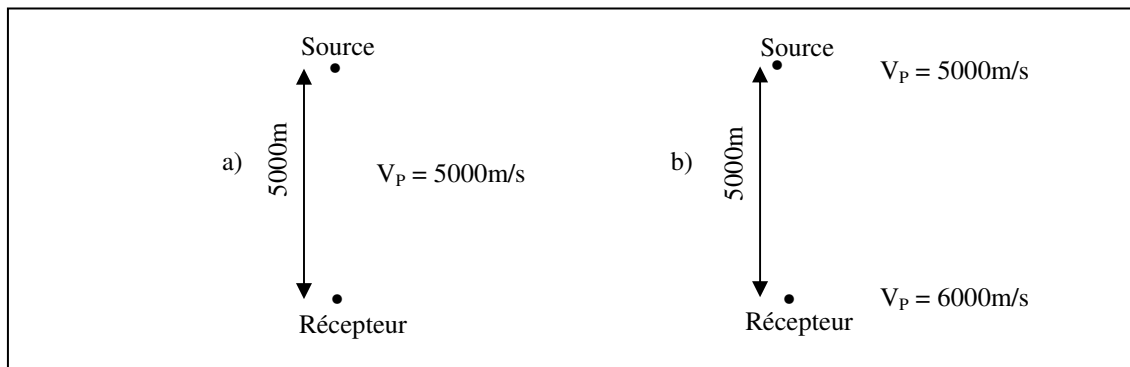


FIG. 1 - Configurations choisies pour la simulation numérique

a) Milieu homogène

b) Milieu inhomogène (gradient constant entre source et récepteur)

	a) Milieu homogène Temps d'arrivée : 1,000s	b) Milieu inhomogène Temps d'arrivée : 0,910s
Elastique $Q_p = 3000$	<p>TEMPS EN SECONDES</p> <p><math>\alpha = 1,000</math></p> <p><math>\eta = \frac{1}{5000,000}</math></p>	<p>TEMPS EN SECONDES</p> <p><math>\alpha = 1.000</math></p> <p><math>\eta = \frac{1}{5515,100}</math></p>
Viscoélastique $Q_p = 650$	<p>TEMPS EN SECONDES</p> <p><math>\alpha = 0,953</math></p> <p><math>\eta = \frac{1}{5000,003}</math></p>	<p>TEMPS EN SECONDES</p> <p><math>\alpha = 0,958</math></p> <p><math>\eta = \frac{1}{5515,100}</math></p>
Viscoélastique $Q_p = 200$	<p>TEMPS EN SECONDES</p> <p><math>\alpha = 0,852</math></p> <p><math>\eta = \frac{1}{5000,033}</math></p>	<p>TEMPS EN SECONDES</p> <p><math>\alpha = 0,866</math></p> <p><math>\eta = \frac{1}{5515,200}</math></p>
Viscoélastique $Q_p = 20$	<p>TEMPS EN SECONDES</p> <p><math>\alpha = 0,203</math></p> <p><math>\eta = \frac{1}{5003,124}</math></p>	<p>TEMPS EN SECONDES</p> <p><math>\alpha = 0,237</math></p> <p><math>\eta = \frac{1}{5520,000}</math></p>

Tableau 1. Résultats de la simulation numérique

Le signal source utilisé pour cette simulation numérique est le signal Gabor, centré en  $t = 0$ , de fréquence centrale 50 Hz (figure 2).

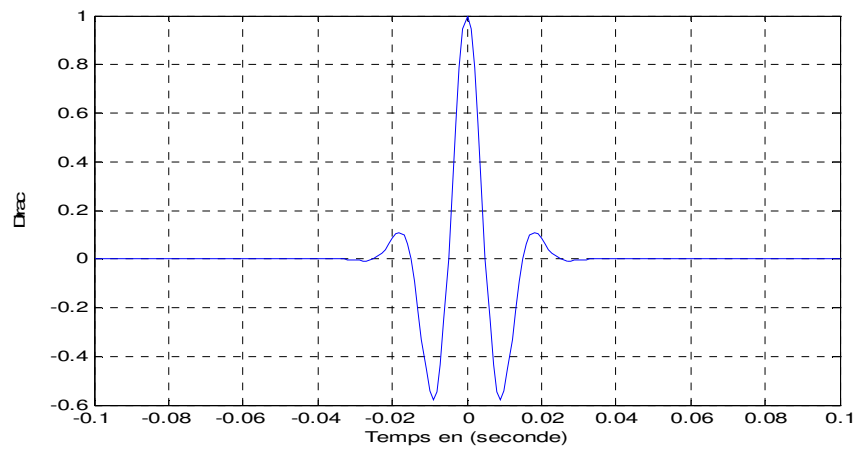


FIG. 2 - Le signal temporel de Gabor de fréquence centrale 50 Hz

Les résultats numériques sont rassemblés dans le tableau 1. Ces résultats montrent l'effet visible de la viscosité sur l'amplitude de l'onde. Celle-ci décroît d'autant plus que la viscosité du milieu augmente. Par contre nous ne voyons aucun effet sur le temps de propagation de l'onde (comme le modèle le prévoyait), ni sur son atténuation géométrique.

#### 4 Conclusion

A travers cette étude nous avons développé un modèle de la propagation des ondes sismiques dans les milieux 3D, inhomogènes et viscoélastiques par la théorie des rais. Dans ce travail de modélisation, l'hypothèse de faible viscosité a été retenue.

Ce travail de modélisation, complété par une simulation numérique, a conduit à deux résultats clairement établis : (1) les temps d'arrivée des ondes sont insensibles à une faible viscosité du milieu de propagation, (2) les amplitudes des ondes subissent une atténuation supplémentaire significative : l'atténuation de viscosité. Un milieu faiblement visqueux absorbe donc une partie de l'énergie des ondes qui le traversent (on parle aussi de milieux absorbants ou atténuants), mais ne les retardent pas.

#### Références

- Bouchaala, F. 2007 Modélisation et simulation 3D des ondes viscoélastiques par la théorie des rais. *Thèse de Doctorat, Université de Bretagne Occidentale*, 181 p.
- Cerveny, V. 2001 Seismic ray theory. Part 1. Cambridge : Cambridge Univ.Press.
- Lavergne, M. 1986 Méthodes Sismiques. Paris: Edition Technip
- Quiblier, J. 1997 Propagation des ondes en géophysique et en géotechnique. Paris: Edition Technip.