

Ecole Nationale Polytechnique

Département de Génie Civil



MEMOIRE DE MASTER

Présenté par

AMARNI Lila

Ingénieur d'Etat en Génie Civil / E.N.P

Thème

Étude Numérique de la Propagation verticale des Ondes Sismiques de Cisaillement dans un profil de sol Hétérogène : Effet de la variabilité Spatiale et des Conditions de site

Soutenu publiquement devant le jury composé de:

B.TILIOUINE	Professeur	E.N.P	Président
M. HAMMOUTENE	Professeur	E.N.P	Examineur
D. CHERID	maitre assistante A	E.N.P	co-directrice
H.MOHABEDDINE	maitre assistante A	E.N.P	co-directrice

Année : 2014

1 ان التغييرات الجيولوجية والطبوغرافية لها تأثيرات مهمة على تغييرات الحركة الزلزالي وفي هذا العمل نقوم بدراسة تأثير عوامل الوسط على الاجابات الزلزالية للأبنية ذات البعد المعتبر. بحيث تكون الشروط المحلية للتربة مختلفة بالنسبة لهذه الابنية .
ان التحليل البعدي للمباني يحتاج الى تقديرات احتمالية للانتقال الديناميكي والقوى وهذا يتحقق بفضل حساب المعامل الزلزالي الفضائي .
مفاتيح كلمات
الفضائية التغييرات ، الزلزالية الإجابة ، الأمواج انتشار ، الموقع آثار

Résumé :

Les Effets de Site exercent une influence déterminante sur la réponse sismique des sols et des structures, et il est donc important d'en tenir compte dans les calculs de réponses sismiques des systèmes.

Le présent travail Consiste à l'étude de l'amplification de la réponse d'un sol soumis à la propagation des ondes de cisaillement verticales SV.

Mots clés : Effets de site, Amplification, Propagation d'onde verticale SV.

Abstract:

Site effects exert a determining influence on the seismic response of soils and structures. It is thus important to account for such effect in system responses computations.

This work handles the modelling of site effects by physical descriptions, and integrates these effects in a response spectrum based formulation.

The site effects are modelled by considering reflections and transmission of vertically propagating shear waves from bedrock to the surface through a soil layer.

Key words: Site effects, Amplification, wave propagation, seismic response.

Remerciements

Nous remercions dieu le tout puissant de nous avoir accordées le courage, la patience et la volonté pour réaliser ce travail.

Nous tenons à remercier Mme D. CHERID et Mme H. MOHABEDDINE pour avoir suivi et dirigé ce travail

Nous tenons également à remercier le professeur B. TILIOUINE de l'Ecole Nationale (Alger) d'avoir accepté d'être le président de jury de ce mémoire.

Nous voudrions aussi exprimer nos profondes gratitude envers professeur HAMMOUTENE, pour ses conseils éclairés, et sa disponibilité.

A toute l'équipe du laboratoire L.G.S.D.S

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail

À mes parents,

Liste des figures.....	6
INTRODUCTION GENERALE.....	7
LA PROPAGATION D'ONDS SISMIQUES	9
1.1 INTRODUCTION	10
1.2. ONDES DE VOLUME.....	10
1.2.1.ONDE P OU ONDE PRIMAIRE (ONDE DE COMPRESSION).....	10
1.2.2. ONDE S (ONDE SECONDAIRE).....	11
1.3.2. ONDES DE SURFACE.....	11
1.3.2.1. ONDE DE RAYLEIGH.....	11
1.3.2.2. ONDE DE LOVE	12
1.4. LES EQUATION D'ONDES	13
1.4. SOLUTION EN ONDES PLANES	13
1.4.1 ONDES P.....	13
1.4. 2. ONDES S.....	14
PRESENTATION DE LA METHODE DE THOMSON HASKELL.....	16
2.1. INTRODUCTION.....	17
2.2. MATRICE DE TRANSFERT	17
2.3.1. FORMULATION DE LA METHODES DE THOMSON-HASKELL	17
LA FONCTION DE TRANSFERT.....	21
2.4 CALCUL DE LA FONCTION DE TRANSFERT DANS UN MILIEU VISCOELASTIQUE .	22
ETUDE PARAMETRIQUE.....	30
3.1. INTRODUCTION	31
3.2. VARIABILITE SPATIALE	31
3.3. MODELE DE KANAI TAJIMI.....	32
3.4. MODELE DE DER KIUREGHIAN [15].....	33
CONCLUSION GENERALE	36
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	38

Liste des figures

Figure 1:L'effet des ondes P sur les milieux traversés.....	10
Figure 2:L'effet des ondes P sur les milieux traversés.....	11
Figure 3:Propagation des ondes.....	11
Figure 4 : Onde de Rayleigh.....	12
Figure 5: onde de love.....	13
Figure 6: Les ondes de volume. L'onde P,	14
Figure 10: Fonction de transfert dans un milieu viscoélastique	25
Figure 11: Spectre de Fourier à la surface libre dans le sol dans un milieu élastique.....	26
Figure 12: fonction de transfert à la surface libre dans le sol.....	26
Figure 13:Spectre de Fourier au rocher.....	26
Figure 14: Spectre de Fourier à la surface libre dans le sol (milieu viscoélastique).....	27
Figure 15: Fonction de transfert à la surface libre dans un milieu viscoélastique	27
Figure 16:Spectre de Fourier au rocher.....	27
Figure 17:Spectre de Fourier à la surface libre (A) (milieu viscoélastique et élastique)	28
Figure 18/Fonction de transfert à la surface libre dans la roche (milieu viscoélastique et élastique)....	28
Figure 21 : Transformation du mouvement du substratum à la surface pour une couche de sol (côté droit) et un affleurement rocheux (côté gauche).....	32
Figure 22 : fonction de transfert dans un milieu viscoélastique (avec atténuation et sans).....	35
Figure 23:Variation de transfert en fonction de Q, r, τ	35

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Lors d'un événement sismique, les ondes qui se propagent depuis le foyer jusqu'à la surface libre subissent de multiples transformations à travers les divers milieux traversés. Ces milieux agissent comme des filtres successifs sur la composition du signal sismique.

Il est connu depuis longtemps que la géologie locale pouvait avoir effet important sur la variation des mouvements générés par un tremblement de terre ou une autre source.

Dans notre projet on étudie l'influence de l'effet de site sur la réponse sismique d'une structure étendue, sachant que les conditions locales de site peuvent être différentes d'un point à un autre.

Cette constatation avait déjà été faite par Lawson (1908) [1] au moment du tremblement de terre de San Francisco de 1906. Tout au long de ce siècle, les données macrosismiques et récemment instrumentales, obtenues lors des séismes forts, ont montré l'influence des structures géologiques locales sur l'amplification des vibrations sismiques (Jennings, 1971, Poeski, 1969, Sozen, 1968, Celebi, 1987).

L'exemple le plus frappant qui met en exergue l'importance de la prise en compte de l'effet de site est sans conteste le tremblement de terre de Michoacán de 1985 qui a fortement touché la ville de Mexico située à 400Km de l'épicentre.

Pour étudier la sensibilité de la réponse structurale aux variations spatiales en états locaux de sol on a utilisé un modèle simplifié, qui tient compte des paramètres essentiels représentant le sol et la structure. A cet effet, nous avons traité le problème à l'aide du modèle analytique d'amplification de sol Thomson HASKELL.

Ce mémoire est composé de quatre chapitres :

- Le premier chapitre porte sur les généralités sur les séismes.
- Le deuxième chapitre est consacré à la réponse d'un profil de sol et au traitement de propagation d'ondes sismiques dans un milieu élastique et viscoélastique ainsi que de la méthode de THOMSON.
- Le troisième chapitre comporte une présentation de spectre de réponse spatiale et effets d'amplification
- Enfin on termine par une conclusion générale.

LA PROPAGATION D'ONDS SISMIQUES

1.1 INTRODUCTION

Les tremblements de terre sont des catastrophes naturelles qui causent des dégâts désastreux. Ces derniers sont produits par la libération brutale de l'énergie élastique emmagasinée, une partie de cette énergie se transforme en chaleur et un complément se propage dans toutes les directions sous forme d'ondes élastique de divers types. [2],[3]

Compte tenu de l'hétérogénéité du milieu de propagation, elles engendrent à la surface du sol un mouvement complexe.

Et mathématiquement, une onde est une solution des équations de l'élasto-dynamique en fonction du temps t et de l'espace. Et on distingue deux types d'ondes (ondes de volume et ondes de surface). [2]

1.2. ONDES DE VOLUME

Elles se propagent à l'intérieur de la terre sous deux formes

1.2.1. ONDE P OU ONDE PRIMAIRE (ONDE DE COMPRESSION)

Les ondes P sont des ondes longitudinales, sont plus rapides. Elles se propagent avec une vitesse de 7 à 8 km/s , s'accompagnent d'un changement de volume et traversent tous les milieux. Le déplacement des particules du sol est parallèle à la direction de propagation des ondes. Il se fait par dilatation et compressions successives comme les mouvements des spires d'un ressort .[2],[4]

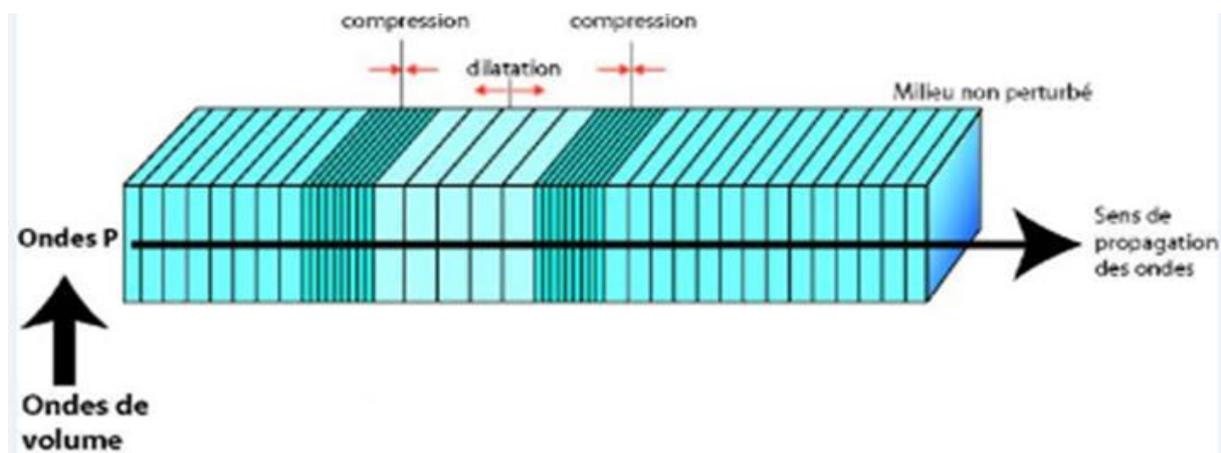


Figure 1:L'effet des ondes P sur les milieux traversés.

1.2.2. ONDE S (ONDE SECONDAIRE)

Ces ondes se déplacent avec une vitesse de 4 à 5 km/s, se progressent en cisillant le sol sans changement de volume, perpendiculairement à leur sens de cheminement. Ces ondes ne se propagent pas dans les milieux liquides car il est impossible de déformer un liquide par cisaillement. [2], [4]

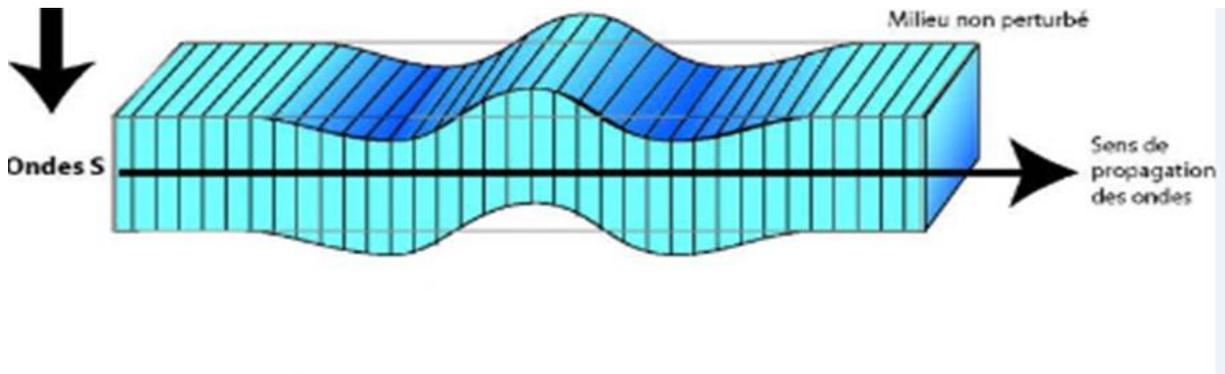


Figure 2:L'effet des ondes P sur les milieux traversés.

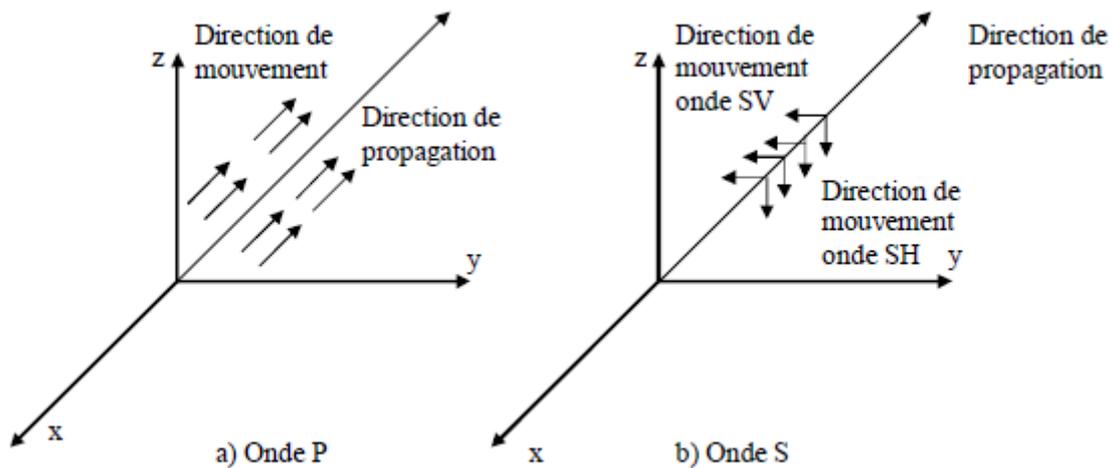


Figure 3:Propagation des ondes

1.3.2. ONDES DE SURFACE

Elles sont générées par l'arrivée des ondes de volume à la surface du globe. Plus le séisme est profond, moins elles sont puissantes. Elles concernent les couches superficielles des sols. Les ondes de surface sont les ondes de Rayleigh et de Love.

1.3.2.1. ONDE DE RAYLEIGH

L'onde de Rayleigh est une sorte de houle, dans laquelle les particules ont deux composantes de mouvement, l'une verticale et l'autre horizontale, dont la combinaison produit une

trajectoire elliptique.

L'onde de Rayleigh se propage dans un milieu homogène et non homogène, où sa vitesse de propagation est inférieure à la vitesse des ondes P et à peu près 0,9 fois celle de l'onde transversale.

Dans les calculs, les ondes sismiques de volume ou de surface sont représentées par des expressions sinusoïdales (ce qui permet par superposition, de produire une onde de forme quelconque).[2],[4]

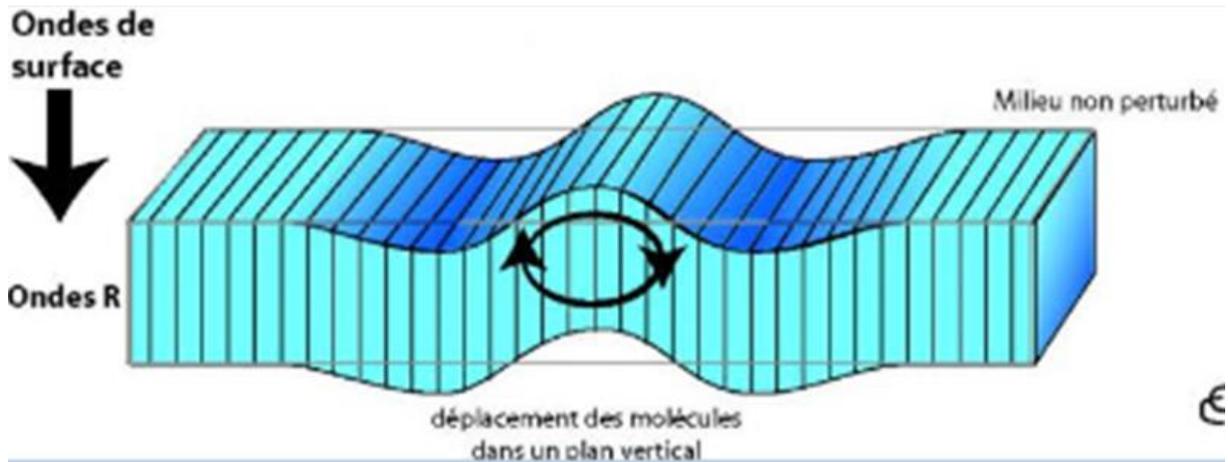


Figure 4 : Onde de Rayleigh

1.3.2.2. ONDE DE LOVE

Il s'agit d'une onde transversale (mouvement des particules perpendiculaires à la direction de propagation), comme l'onde de volume S mais à la différence de celle-ci, son amplitude n'est perceptible que près de la surface et s'atténue vite en profondeur. Elle ne peut exister que dans des milieux non homogènes et à un caractère dispersif, c'est-à-dire que sa vitesse de propagation dépend de sa fréquence.[2][4]

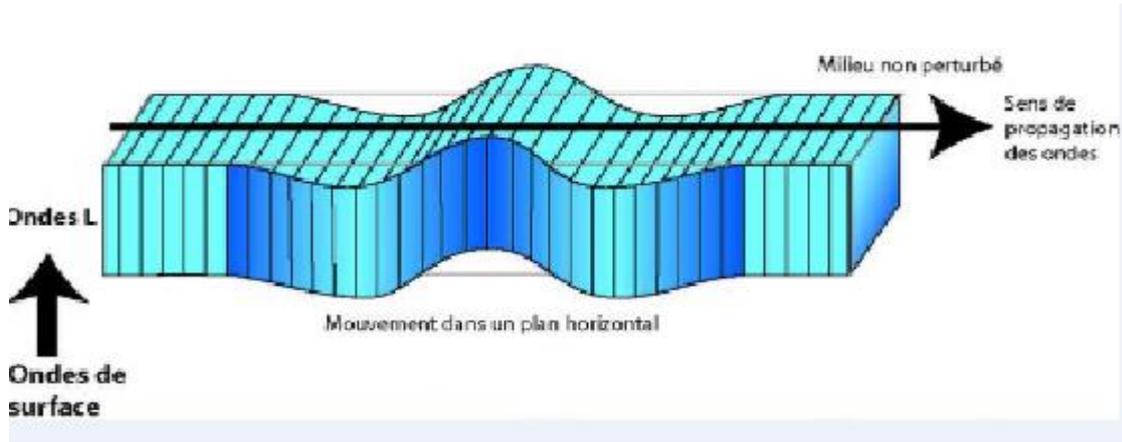


Figure 5: onde de love

1.4. LES EQUATION D'ONDES

Dans un milieu isotrope et homogène on obtient la relation suivant

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

Prenons à présent la divergence des deux membres de l'équation (la divergence d'un rotationnel et le rotationnel d'un gradient étant nul) nous obtenons respectivement.

$$\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2}(\vec{\nabla}\cdot\vec{u}) = (\lambda + 2\mu)\nabla^2(\vec{\nabla}\cdot\vec{u}) \quad (1.2)$$

$$\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2}(\vec{\nabla}\times\vec{u}) = -\mu\nabla^2(\vec{\nabla}\times\vec{u}) \quad (1.3)$$

L'équation (1) décrit une variation de volume (Les ondes de compression-dilatation, décrites par le terme $\vec{\nabla}\cdot\vec{u}$) et de petites rotations (les ondes de cisaillement, d'écrites par le terme $\vec{\nabla}\times\vec{u}$)

Les ondes de compression-dilatation sont les premières arrivées, les ondes de cisaillement arrivent en second, car la terre oppose beaucoup plus de résistance aux rotations qu'aux dilatations.

1.4. SOLUTION EN ONDES PLANES

1.4.1 ONDES P

Dans le cas du potentiel scalaire

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - \alpha^2 \nabla^2 \phi = 0 \quad (1.4)$$

Avec la constante

$$\alpha = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad (1.5)$$

1.4.2. ONDES S

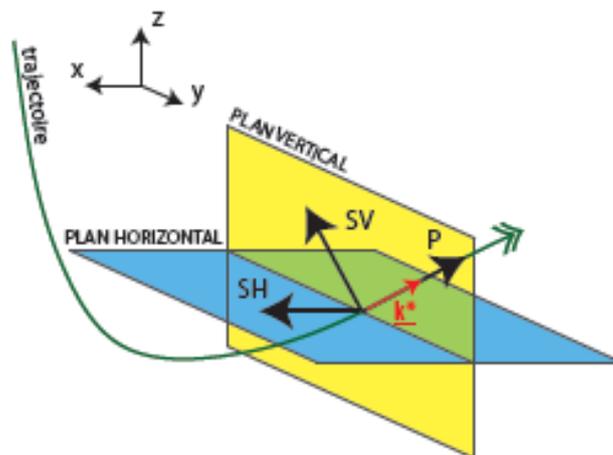
Les ondes S sont décrites à l'aide d'un potentiel vectoriel

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \beta^2 \nabla^2 \psi = 0 \quad (1.6)$$

Avec la constante

$$\beta = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (1.7)$$

Le déplacement associé aux ondes de volume décrites par l'équation (01) se décompose en une onde P longitudinale comportant à la fois dilatation (changement de volume) et cisaillement (changement de forme) et une onde S transversale purement cisailant (changement de forme sans changement de volume), elle-même décomposable en onde SV et onde SH. Ces ondes sont illustrées figure 1. L'onde P se propage plus rapidement que l'onde S ($\alpha \sim \sqrt{3} \beta$), et les ondes S ne se propagent pas dans les liquides.



**Figure 6: Les ondes de volume. L'onde P,
L'onde S**

CHAPITRE I : PROPAGATION D'ONDES SISMIQUES

L'onde P, l'onde longitudinale, correspond à un déplacement dans la direction de propagation.

L'onde S, transversale, correspond à un déplacement perpendiculaire à la direction de propagation, décomposable en composantes SH et SV.

**PRESENTATION DE LA METHODE DE THOMSON
HASKELL**

CHAPITE II : PRESENTATION DE LA METHODE DE THOMSON HASKELL

2.1. INTRODUCTION

Les excitations sismiques sont une source d'ondes qui se propagent dans le sol. En conséquence, à la structure complexe du milieu, la propagation d'ondes est accompagnée par des phénomènes de réflexion, réfraction, diffraction, et dispersion qui sont difficiles à quantifier. En général, la complexité de ces phénomènes est telle qu'on est amené à examiner individuellement chaque cas, et un recours à des méthodes numériques de ces résolutions est souvent nécessaire.

Dans le présent chapitre, le phénomène de propagation d'ondes sismique dans un sol stratifié reposant sur un substratum est analysé en utilisant l'approche de la matrice de transfert dans le domaine fréquences-nombre d'ondes. La formulation est la méthode de HASKELL 1953, THOMSON 1950

Cette méthode développée par HASKELL pour les ondes de volume SH, P et SV. Il s'agit d'une méthode matricielle qui introduit un vecteur d'état S ayant pour toutes les composantes toutes les quantités scalaires qui figurent dans les conditions de continuité : composantes de déplacement, composantes de contraintes qui s'exercent sur la surface plane d'une couche de rang n .

2.2. MATRICE DE TRANSFERT

L'approche par matrice de transfert consiste en une analyse des modifications effectuant l'onde incidente se propageant dans un profil de sol. Ces transformations de l'onde initiale sont caractérisées par l'amplification due à la présence de différentes couches géologique dans un profil de sol. Cette approche consiste à introduire un vecteur d'état S ayant composantes toutes les quantités scalaires qui figurent dans les conditions de continuité. En passant du sommet d'une couche de rang n au sommet de la couche sous-jacente de rang $n+1$, on obtient pour les vecteurs $S_{n+1}(z_n) = G_n S_n(z_{n-1})$

2.3.1. FORMULATION DE LA METHODES DE THOMSON-HASKELL

Considérons le système stratifié illustré par la figure 8 et pour lequel, des ondes incidentes se propagent dans le demi-espace. Les interfaces entre les couches sont imposées par les discontinuités matérielles du système étudié

Soit S_n le vecteur d'état correspondant à la couche de rang n . En passant du sommet (de cote $z = z_{n-1}$) de cette couche au sommet (de côte $z = z_n$) de la couche sous-jacent de rang $n+1$ on obtient pour les vecteurs

$$S_{n+1}(z_n) = G_n S_n(z_{n-1})$$

CHAPITE II : PRESENTATION DE LA METHODE DE THOMSON HASKELL

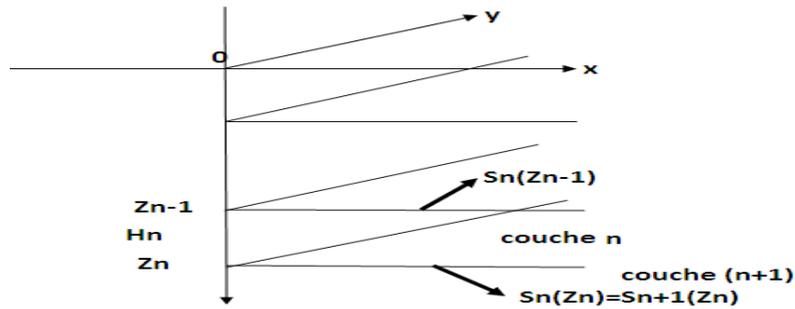


Figure 7:profil multicouches

Nous étudierons l'onde SV et nous désignerons par $H_n = z_n - z_{n-1}$ l'épaisseur de la couche de rang n.

2.3.2 ONDES SV et P

Les composantes de déplacement

$$\mathbf{u} = \begin{cases} u = \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \\ w = \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \end{cases}$$

Les différences potentielles

$$\text{Ondes } P = \begin{cases} \varphi' = A \exp(i(fx - pt) + irz) \\ \varphi'' = B \exp(i(fx - pt) - irz) \end{cases} \quad \text{Ondes primaires}$$

$$\text{Ondes } Sv = \begin{cases} \psi' = C \exp(i(fx - pt) + isz) \\ \psi'' = D \exp(i(fx - pt) - isz) \end{cases} \quad \text{Ondes secondaire vertical}$$

$$S_n = T_n \cdot \phi_n = T_n \begin{bmatrix} \varphi' \\ \psi' \\ \varphi'' \\ \psi'' \end{bmatrix}$$

$$\phi_n = \begin{bmatrix} \varphi' \\ \psi' \\ \varphi'' \\ \psi'' \end{bmatrix} = \exp(i(fx - pt)) \begin{bmatrix} A \exp(irz) \\ C \exp(isz) \\ B \exp(-irz) \\ D \exp(-isz) \end{bmatrix}$$

CHAPITE II : PRESENTATION DE LA METHODE DE THOMSON HASKELL

Les composantes de S_n sont : $(u_n, w_n, \widehat{z}, \widehat{x})$

Et on obtient la matrice T_n ($\theta_{sv} = 0$)

$$T_n = \begin{bmatrix} 0 & -is_n & 0 & is_n \\ ir_n & 0 & -ir_n & 0 \\ -\mu_n s_n^2 & 0 & -\mu_n s_n^2 & 0 \\ 0 & \mu_n s_n^2 & 0 & \mu_n s_n^2 \end{bmatrix}$$

Tel que: $ir = \sqrt{f^2 - n_p^2 P^2}$, $is = \sqrt{f^2 - n_s^2 P^2}$

$n_p = \frac{w}{\alpha}$, α : est la vitesse d'ondes P ; $n_s = \frac{w}{\beta}$, β : est la vitesse d'ondes Sv

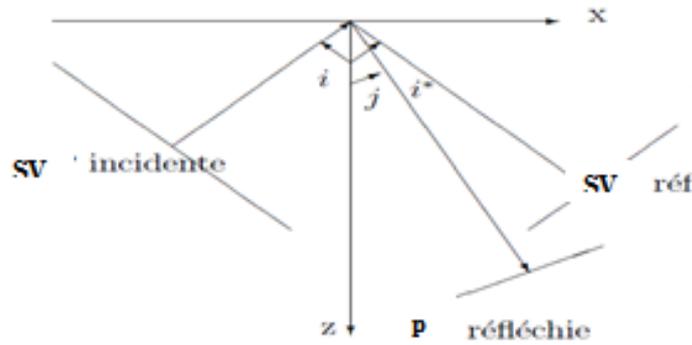


Figure 8: Système d'ondes et de coordonnées pour l'analyse des ondes réfléchies par une onde SV incidente

Avec la loi de SNELL-DESCARTES

$$\frac{\sin(\theta p_n)}{vp_n} = \frac{\sin(\theta s_n)}{vs_n} = cst$$

$$f = \frac{w}{vp_n} \sin(\theta p_n), \quad s_n = \frac{w}{vs_n} \cos(\theta s_n), \quad r_n = \frac{w}{vp_n} \cos(\theta p_n),$$

$$q_n = f^2 - s_n^2, \quad k_n = f^2 + s_n^2$$

CHAPITE II : PRESENTATION DE LA METHODE DE THOMSON HASKELL

Et

$$T_n^{-1} = \frac{1}{2\mu_n r_n s_n K_n^2} \begin{bmatrix} 0 & -i\mu_n q_n s_n & r_n s_n & 0 \\ i\mu_n q_n r_n & 0 & 0 & -r_n s_n \\ 0 & i\mu_n q_n s_n & r_n s_n & 0 \\ -i\mu_n q_n r_n & 0 & 0 & -r_n s_n \end{bmatrix}$$

Lorsque, dans la couche de rang n, on passe de profondeur z_{n-1} à la profondeur z_n , on a :

$$\phi_n(z_n) = E_n \phi_n(z_{n-1})$$

E_n Etant la matrice diagonale d'éléments

$$E_n = \begin{bmatrix} e^{ir_n H_n} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{is_n H_n} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-ir_n H_n} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-is_n H_n} \end{bmatrix}$$

Et on déduit la transformation permettant de passer d'une couche à la suivante:

$$S_{n+1}(Z_n) = T_n E_n T_n^{-1} S_n(Z_{n-1})$$

D'où:

$$G_n = T_n E_n T_n^{-1}$$

Pour une onde incidente SV arrivant sur la base d'un empilement de couches, à la surface libre le vecteur S_1 à pour composantes

$$z_n = z_{n-1} \quad , \quad S_n(z_{n-1}) = A \begin{bmatrix} u_1 \\ w_1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

A est la matrice produit:

$$A = G_{n-1} G_{n-2} \dots \dots G_2 G_1$$

$$\phi_n = T_n^{-1} A \begin{bmatrix} u_1 \\ w_1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

CHAPITE II : PRESENTATION DE LA METHODE DE THOMSON HASKELL

Avec :

$$R = T_n^{-1}A = T_n^{-1}G_{n-1}G_{n-2} \dots G_1 = \begin{bmatrix} R_{11} & R_{12} & R_{13} & R_{14} \\ R_{21} & R_{22} & R_{23} & R_{24} \\ R_{31} & R_{32} & R_{33} & R_{34} \\ R_{41} & R_{42} & R_{43} & R_{44} \end{bmatrix}$$

Or par hypothèse, l'onde incidente est une onde SV pure, donc $\varphi'' = 0$ on obtient les relations

$$\begin{cases} \varphi'_n = R_{11}u_1 + R_{12}w_1 \\ \psi'_n = R_{21}u_1 + R_{22}w_1 \\ 0 = R_{31}u_1 + R_{32}w_1 \\ \psi''_n = R_{41}u_1 + R_{42}w_1 \end{cases} \quad (3)$$

Posons $\Delta = R_{31}R_{42} - R_{41}R_{32}$ Nous obtenons :

$$u_1 = -\frac{R_{32}}{R_{31}}w_1$$

- Pour le déplacement superficiel (en surface libre) :

$$w_1 = \left(\frac{R_{31}}{\Delta}\right)_n \psi''_n \quad \text{Et} \quad u_1 = \left(-\frac{R_{32}}{\Delta}\right)_n \psi''_n$$

- Pour l'onde P réfléchie :

$$\varphi'_n = \frac{(R_{12}R_{31} - R_{11}R_{32})}{\Delta} \psi''_n$$

- Pour l'onde SV réfléchie :

$$\psi'_n = \frac{(R_{22}R_{31} - R_{21}R_{32})}{\Delta} \psi''_n$$

LA FONCTION DE TRANSFERT

Pour le rocher n=2

$$R = T_2^{-1}A = T_2^{-1} = T_r^{-1}$$

Pour le sol n=1

$$R = T_2^{-1}A = T_2^{-1}G_1 = T_1E_1T_1^{-1}$$

CHAPITE II : PRESENTATION DE LA METHODE DE THOMSON HASKELL

Application :

Calcul de fonction de transfert avec la méthode de THOMSON HASKELL

Considérons une couche de sol élastique d'épaisseur $h = 150m$, $V_s = 750m/s$, $V_p = 1500m/s$ et $\rho = 2000g/m^3$, surmontant sur un semi espace ($V_s = 1500m/s$, $V_p = 3000m/s$ $\rho = 3000g/m^3$). L'angle d'incidence est pris nul.

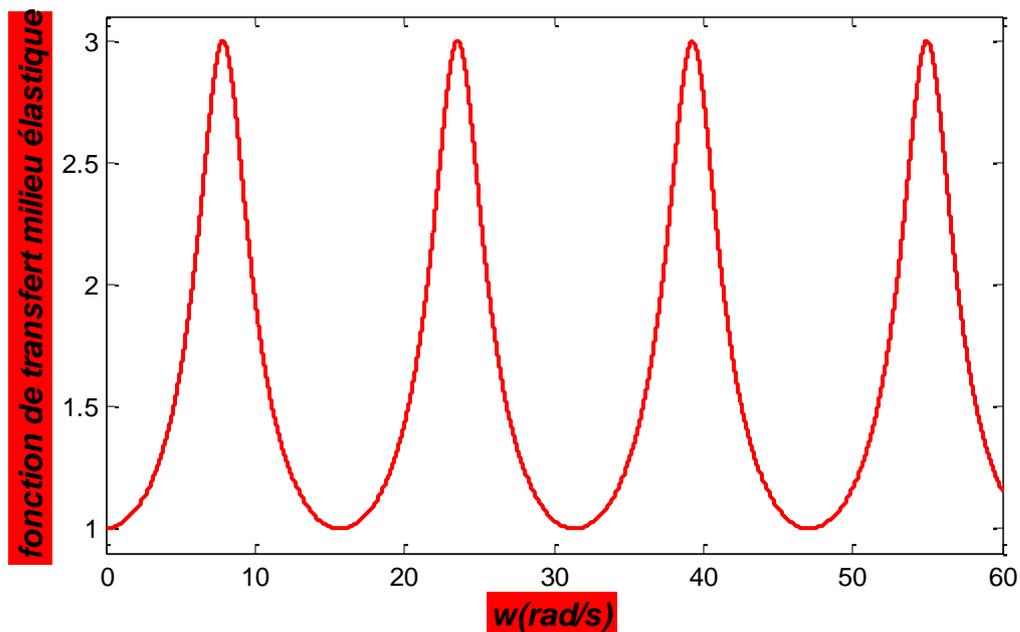


Figure 9 : Fonction de transfert avec la méthode de HASKELL milieu élastique

La figure(9) représente l'amplitude de la fonction de transfert qui prend des pics successifs caractérisant les modes de vibration de la couche de sol. Les maximas ont tous la même valeur.

2.4 CALCUL DE LA FONCTION DE TRANSFERT DANS UN MILIEU VISCOELASTIQUE

Elle s'exprime par des modules complexes, les parties réelles représentent le comportement purement élastique et les parties imaginaires correspondent au comportement inélastique.

Une partie d'énergie se transforme en chaleur par l'effet de frottement interne, et la fonction interne de solide s'exprime par la relation suivant :

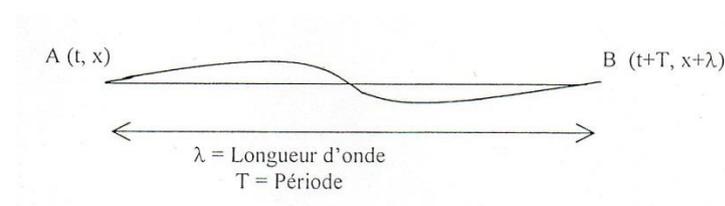
CHAPITE II : PRESENTATION DE LA METHODE DE THOMSON HASKELL

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2\pi}{Q}$$

E : énergie totale emmagasinée dans le solide.

Q : est le facteur de qualité.

Dans le cas où on l'on ne considère que l'atténuation spatiale



Atténuation Spatiale

L'expression de déplacement est donnée par :

$$u = u_0 e^{-\xi x} e^{i(kx - \omega t)}$$

ξ : Taux d'amortissement et λ : La longueur d'onde

La variation relative de l'énergie entre le point A et le point B s'écrit :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E - E'}{E} = 1 - e^{-2\xi\lambda}$$

Par le développement limité on obtient :

$$\xi = \frac{\omega}{2QV}$$

D'où le déplacement s'écrit sous la forme

$$u = u_0 e^{i(\bar{k}x - \omega t)}$$

Par analogie au cas non amorti, \bar{k} , vecteur d'onde complexe, \bar{V} : la vitesse complexe et Q le facteur de qualité :

$$\bar{k} = k + i\xi$$

$$\bar{V} = \frac{\omega}{\bar{k}} = \frac{\omega}{k + i\xi}$$

CHAPITE II : PRESENTATION DE LA METHODE DE THOMSON HASKELL

$$Q = \frac{\omega}{2V\xi}$$

Pour les ondes de cisaillement :

$$Q = \frac{V_s}{2V_s^*}$$

En complétant la fonction d'amplification par l'effet d'amortissement, on introduit un module de cisaillement complexe de la forme :

$$G^* = G(1 + 2iD) \quad (4.45)$$

Où : D désigne le coefficient d'amortissement de la couche du sol considérée, il est exprimé en fonction du facteur de qualité Q_s :

$$D = \frac{1}{2Q_s}$$

Les équations donnant la fonction d'amplification relative à un cas amorti s'obtiennent à partir des équations précédemment établies pour un cas non amorti, en remplaçant le module de cisaillement réel par un autre complexe V_s à $V_s(1 - 2iD)$

2.4.1 ; FONCTION DE TRANSFERT DANS UN MILIEU VISCOELASTIQUE

$$f^* = \frac{w}{vp^*} \sin(\theta p), \quad s^* = \frac{w}{vs^*} \cos(\theta s), \quad r^* = \frac{w}{vp^*} \cos(\theta p), \quad q_n^* = f^{*2} - s_n^{*2}$$

CHAPITE II : PRESENTATION DE LA METHODE DE THOMSON HASKELL

Considérons une couche de sol élastique d'épaisseur $h = 150m$, $V_s = 750m/s$, $V_p = 1500m/s$, $Q = 30$

$ET \rho = 2000g/m^3$, surmontant sur un semi espace ($V_s = 1500m/s$, $V_p = 3000m/s$, $\rho = 3000g/m^3$). L'angle d'incidence est pris nul.

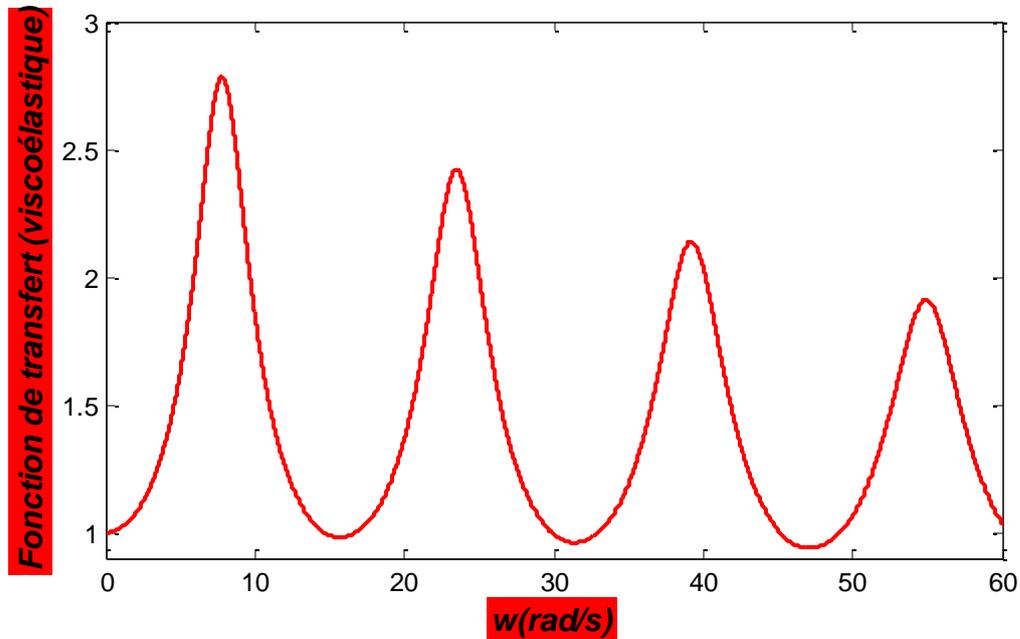


Figure 7: Fonction de transfert dans un milieu viscoélastique

La figure (10) montre que les amplitudes de la fonction de transfert diminuent lorsque les fréquences augmentent. Les amplitudes maximales sont inférieures à celles de la même fonction pour un amortissement nul.

CHAPITE II : PRESENTATION DE LA METHODE DE THOMSON HASKELL

Réponses sismiques d'un profil de sol, utilisant la loi de comportement élastique

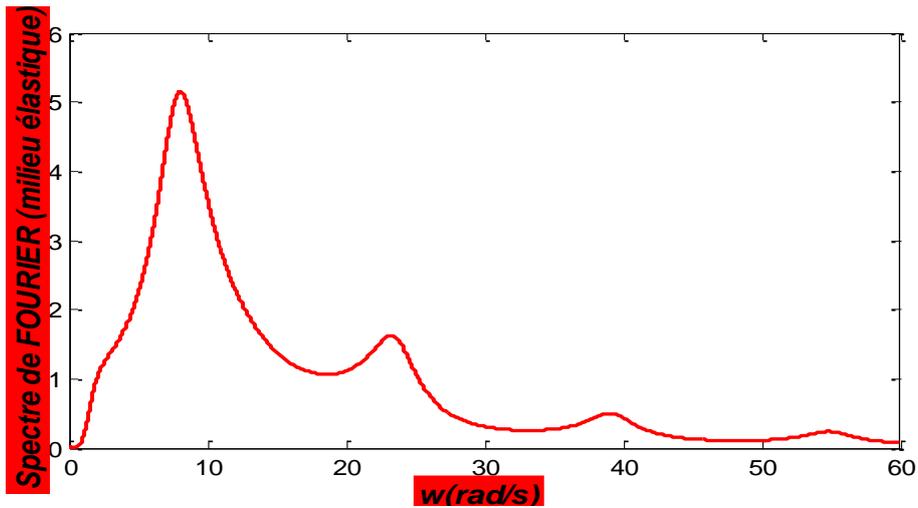


Figure 8: Spectre de Fourier à la surface libre dans le sol dans un milieu élastique

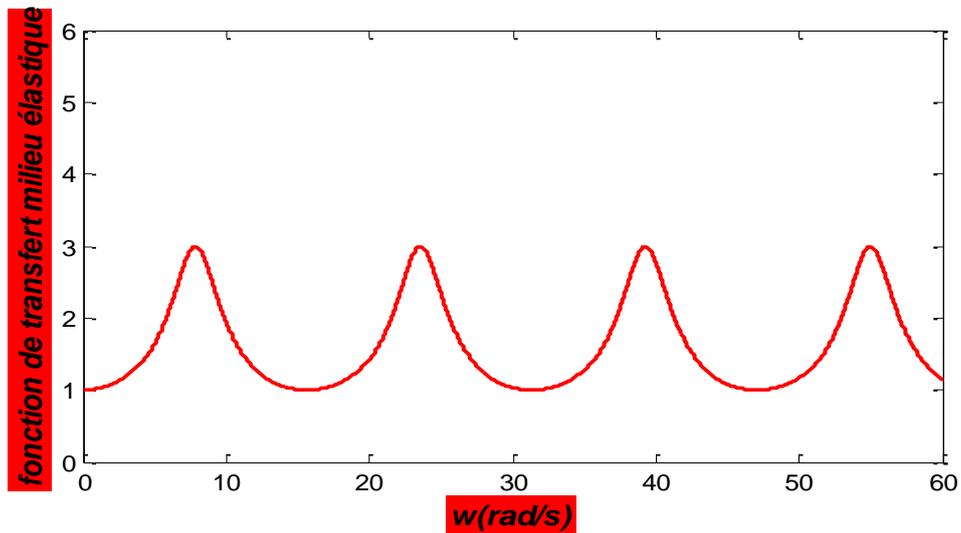


Figure 9: fonction de transfert à la surface libre dans le sol

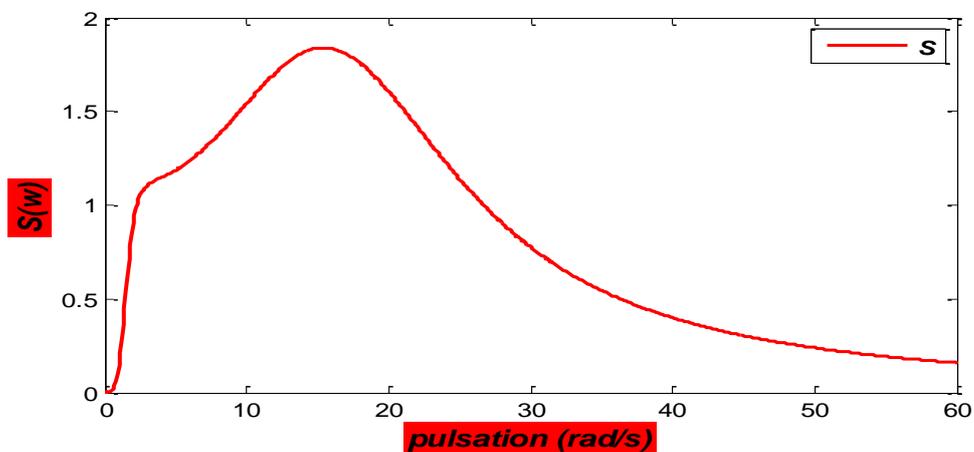


Figure 10: Spectre de Fourier au rocher

CHAPITE II : PRESENTATION DE LA METHODE DE THOMSON HASKELL

Réponses sismiques d'un profil de sol, utilisant la loi de comportement viscoélastique

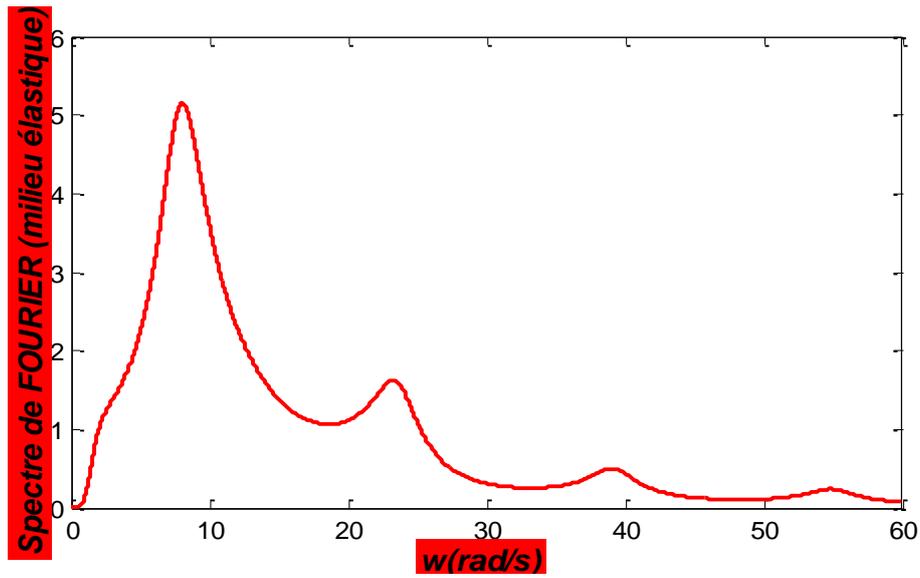


Figure 11: Spectre de Fourier à la surface libre dans le sol (milieu viscoélastique)

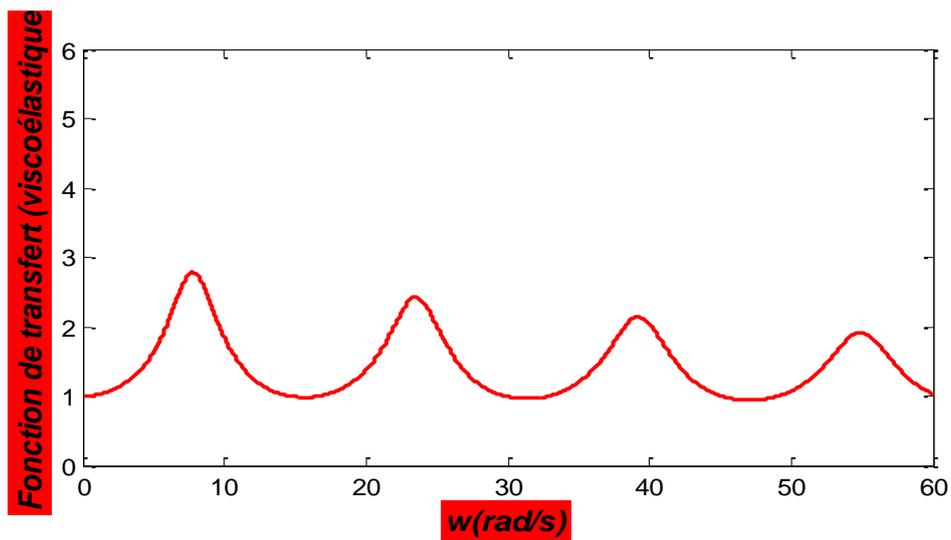


Figure 12: Fonction de transfert à la surface libre dans un milieu viscoélastique

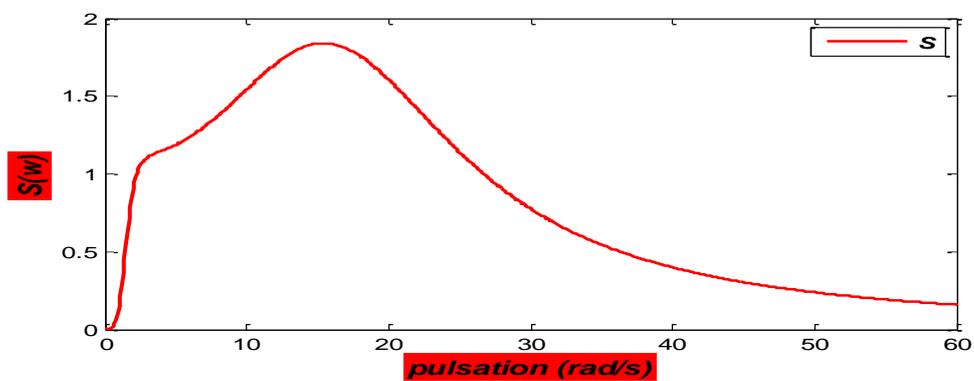


Figure 13: Spectre de Fourier au rocher

CHAPITE II : PRESENTATION DE LA METHODE DE THOMSON HASKELL

Réponses sismiques au rocher, utilisant la loi de comportement élastique linéaire et viscoélastique

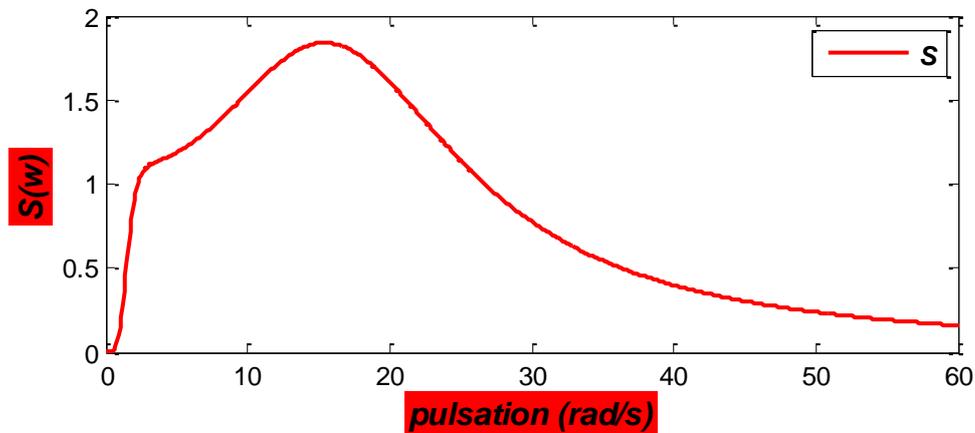


Figure 14: Spectre de Fourier à la surface libre (A) (milieu viscoélastique et élastique)

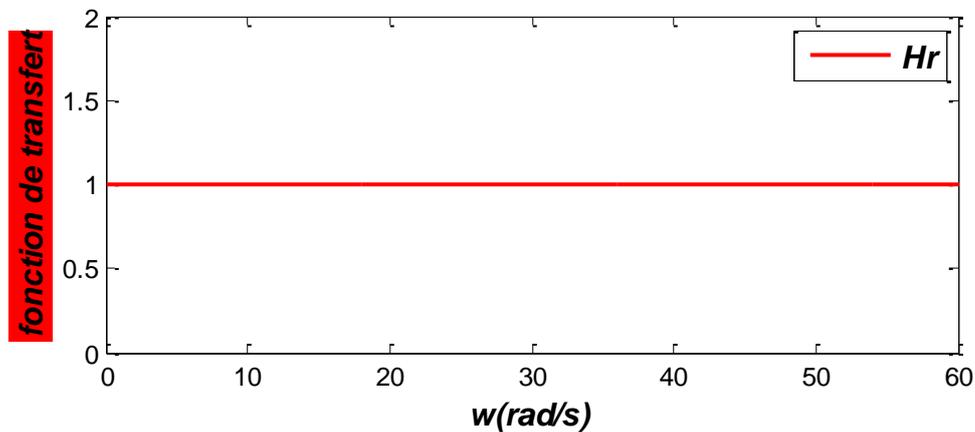


Figure 15/Fonction de transfert à la surface libre dans la roche (milieu viscoélastique et élastique)

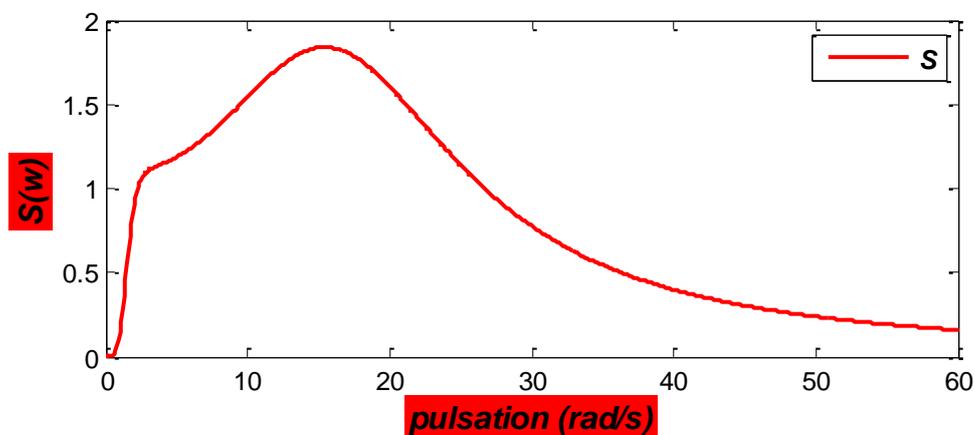


Figure 19: Spectre de Fourier au rocher (milieu viscoélastique et élastique)

CHAPITE II : PRESENTATION DE LA METHODE DE THOMSON HASKELL

On remarque le comportement des graphes (12 et 15) dans le milieu élastique et viscoélastique est le même sauf que les amplitudes maximales dans le milieu viscoélastique sont plus petites par rapport au milieu élastique (diminuent par rapport à la pulsation).

Les graphes (17-18-19) dans un milieu rocheux le Spectre de Fourier à la surface libre est le même selon la profondeur dans les deux cas (viscoélastique et élastique).

ETUDE PARAMETRIQUE

3.1. INTRODUCTION

Objectif de ce chapitre, est d'étudier la sensibilité de la réponse structurale aux variations spatiales en états locaux de sol en utilisant un modèle simplifié; qui tient compte des paramètres essentiels représentant le mouvement du sol et de la structure. A cette fin, un modèle d'amplification de sol proposé par **SAFAK** [13] basé sur la formulation de temps discrets de la propagation verticale des ondes de cisaillement, associé à un coefficient sismique spatial utilisant le spectre de réponse (**ZEMBATY**) [14] , ainsi que la fonction de cohérence spatiale de **DER KIUREGHIAN** [15] sont intégrés en appliquant une formulation en vibrations aléatoires

3.2. VARIABILITE SPATIALE

Les enregistrements sismiques effectués sur les structures de grande taille, indiquent que les ondes sismiques à la surface du sol varient de manière appréciable sur des distances de l'ordre des dimensions de certaines structures étendues (ponts, barrages). On qualifie ce phénomène de variabilité spatiale des ondes sismiques et on lui attribue généralement trois origines : [17]

- Le phénomène de passage d'onde traduisant le déphasage des ondes sismiques aux différents points d'appui de la structure.
- La perte de cohérence ou encore le changement de forme du mouvement de sol entre les appuis de l'ouvrage du fait des multiples réflexions des ondes dans un sol hétérogène et de l'étendue de la source sismique.
- Les effets de site sous chaque appui qui amplifient différemment les sollicitations sismiques et les déphasent.

Les multiples aspects liés à la variabilité du signal sismique ne sont pas, à ce jour, entièrement connus. Cependant les travaux accomplis durant les deux dernières décennies ont permis de décrire les caractéristiques du signal sismique soumis à ce phénomène. En fait, le consensus existe uniquement autour de l'outil à utiliser pour modéliser ce dernier. Il s'agit de la fonction de cohérence γ_{AB} définie par le rapport entre la fonction d'inter-densité spectrale du mouvement sismique S_{AB} , entre deux points A et B et la racine carrée du produit des fonctions de densité spectrale (DSP) du mouvement sismique au niveau des points A et B c'est-à-dire S_A et S_B .

$$\gamma_{AB} = \frac{S_{AB}}{\sqrt{S_A S_B}}$$

C'est une fonction complexe dont l'amplitude $|\gamma_{AB}|$ mesure la cohérence des signaux d'accélération. La phase de cette fonction quantifie le phénomène de propagation d'onde selon la distance entre A et B, ainsi que le déphasage lié à l'effet de site.

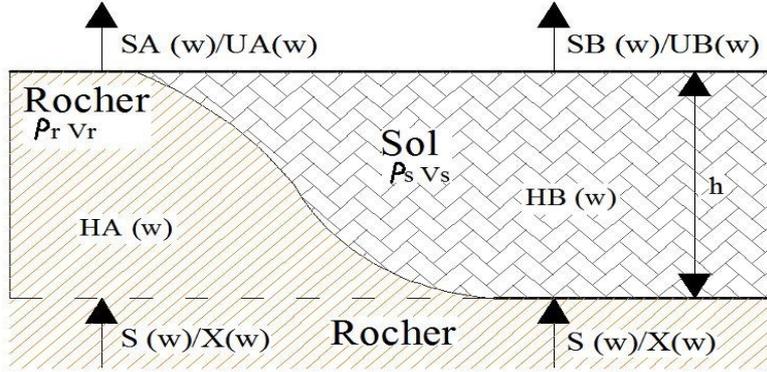


Figure 16 : Transformation du mouvement du substratum à la surface pour une couche de sol (côté droit) et un affleurement rocheux (côté gauche)

3.3. MODELE DE KANAI TAJIMI

Les amplitudes des ondes sismiques augmentent de manière significative pendant qu'elles traversent des couches molles de sol près de la surface de la terre. Ce phénomène est généralement connu sous le nom d'amplification de site. Et pour modéliser les effets locaux des sites on peut commencer par la densité spectrale de **KANAI TAJIMI** $S(\omega)$:

$$S(\omega) = \frac{\omega_g^4 + (2\xi_g \omega_g \omega)^2}{(\omega_g^2 - \omega^2)^2 + (2\xi_g \omega_g \omega)^2} S_0$$

$\begin{cases} \omega_g \\ \xi_g \end{cases}$: sont les propriétés du sol local.

Et S_0 est un facteur d'intensité.

Le spectre de **KANAI-TAJIMI** représente un effet de filtrage du dépôt de sol aux excitations de bruit blanc de la roche

Les valeurs du $\omega_g = 4\pi rad/s$ et de $\xi_g = 0.6$ ont été traditionnellement assignées aux conditions de sol ferme.

CHAPITRE III : ETUDE PARAMETRIQUE

En changeant ω_g et ξ_g on peut obtenir des valeurs représentant des effets désirés de filtrage du sol.

Les gammes typiques pour ces paramètres sont:

Pour ω_g : 2π à 6π rad/s.

Pour ξ_g : 0.2 à 0.6

Le spectre de **KANAI-TAJIMI** prend une valeur différente de zéro peu réaliste pour $\omega=0$. Cet effet peu désiré a été corrigé en présentant un filtre passe-haut, comme proposé par **CLOUGH** et **PENZIEN**, menant à la fonction de densité spectrale suivante :

$$S(\omega) = \frac{(\omega_g^4 + (2\xi_g\omega_g\omega)^2)\omega^4}{((\omega_g^2 - \omega^2)^2 + (2\xi_g\omega_g\omega)^2)((\omega_b^2 - \omega^2)^2 + (2\xi_b\omega_b\omega)^2)} S_0$$

Dans laquelle $\omega_g=1.636$ et $\xi_g=0.619$ sont des constantes proposés par **CLOUGH** et **PENZIEN** [17].

3.4. MODELE DE DER KIUREGHIAN [15].

Il s'agit d'un modèle composé d'un produit de trois termes dont chacun est relatif à un phénomène donné, à savoir : l'effet d'incohérence, l'effet de passage d'onde et l'effet de la variation des conditions locales de site.

$$\begin{aligned}\gamma_{AB}(\omega) &= \gamma_{AB}^{(i)}(\omega)\gamma_{AB}^{(w)}(\omega)\gamma_{AB}^{(S)}(\omega) \\ \gamma_{AB}(\omega) &= \gamma_{AB}^{(i)} \exp[i(\theta_{AB}^{(w)}(\omega) + \theta_{AB}^{(S)}(\omega))]\end{aligned}$$

Où: $\gamma_{AB}^{(i)}$ est une mesure de l'incohérence entre les stations A et B.

$\gamma_{AB}^{(w)}$ Est une mesure de l'effet de passage d'onde engendré par la différence dans les temps d'arrivée des ondes à différentes stations.

$\gamma_{AB}^{(S)}$ Est représenté l'effet de site.

Dans l'analyse qui suit, on supposera que tous les effets spatiaux résultent seulement des différences dans des effets de site.

CHAPITRE III : ETUDE PARAMETRIQUE

Les effets de site sont modélisés par les fonctions de transfert de sol $H_A(\omega)$ et $H_B(\omega)$ aux deux stations. Ceci entraîne la relation suivante entre l'inter densité spectrale au niveau de la roche $S_{AB}^{(b)}(\omega)$ et l'inter densité spectrale au niveau de la surface libre $S_{AB}^{(r)}(\omega)$.

$$S_{AB}^{(r)}(\omega) = H_A(\omega) \cdot H_B^*(\omega) S_{AB}^{(b)}(\omega)$$

- Lorsque les deux sites A et B coïncident, leurs spectres respectifs croisés se réduisent à l'auto-densité spectrale.

On obtient alors :

$$S_{AA}^{(r)}(\omega) = |H_A|^2 \cdot S_{AA}^{(b)}(\omega), \quad S_{BB}^{(r)}(\omega) = |H_B|^2 \cdot S_{BB}^{(b)}(\omega)$$

Quand seuls les effets de site sont considérés, la fonction de cohérence γ_{AB} se réduit à :

$$\gamma_{AB} = \gamma_{AB}^{(S)}(\omega) = \exp\left(i\theta_{AB}^{(S)}(\omega)\right)$$

Avec la différence de phase $\theta_{AB}^{(S)}$ donnée par :

$$\theta_{AB}^{(S)} = \tan^{-1} \frac{\text{Im} \left[(H_A(\omega) \cdot H_B^*(\omega)) \right]}{\text{Re} \left[(H_A(\omega) \cdot H_B^*(\omega)) \right]}$$

- Propagation d'ondes sans atténuation:

On considère une couche de sol surmontant un substratum du côté droit et un affleurement rocheux du côté gauche Fig.5.1.

- $\tau_s = \frac{h}{V_s}$ est le temps de propagation dans le sol.
- r est le coefficient de réflexion des ondes, et $(1+r)$ est le coefficient de transmission donnée par **AKI** et **RICHARDS** [18]

$$r = \frac{\rho_R V_R - \rho_S V_S}{\rho_R V_R + \rho_S V_S}$$

La fonction de transfert avec atténuation

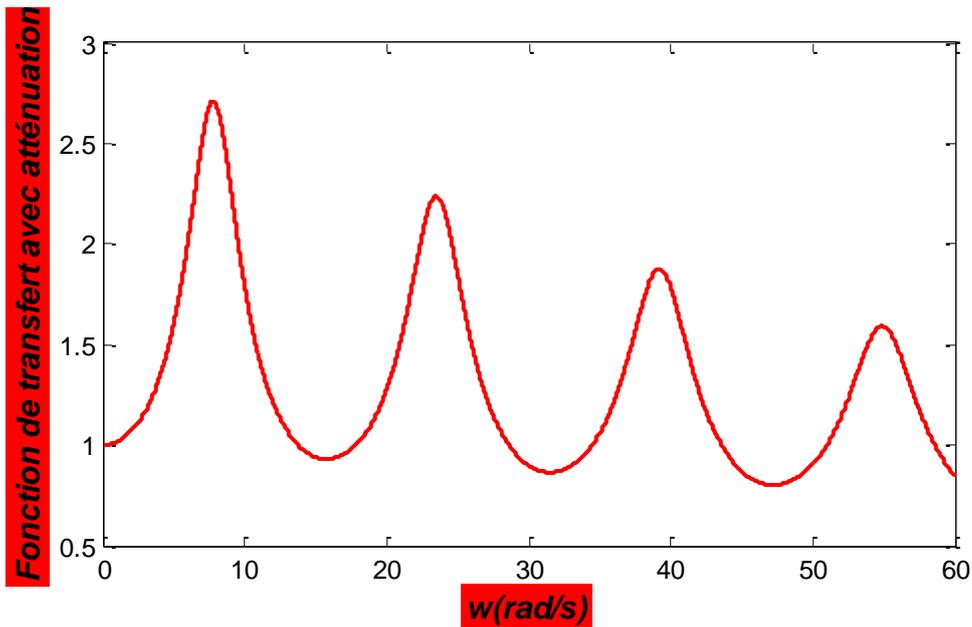


Figure 17 : fonction de transfert dans un milieu viscoélastique (avec atténuation et sans)

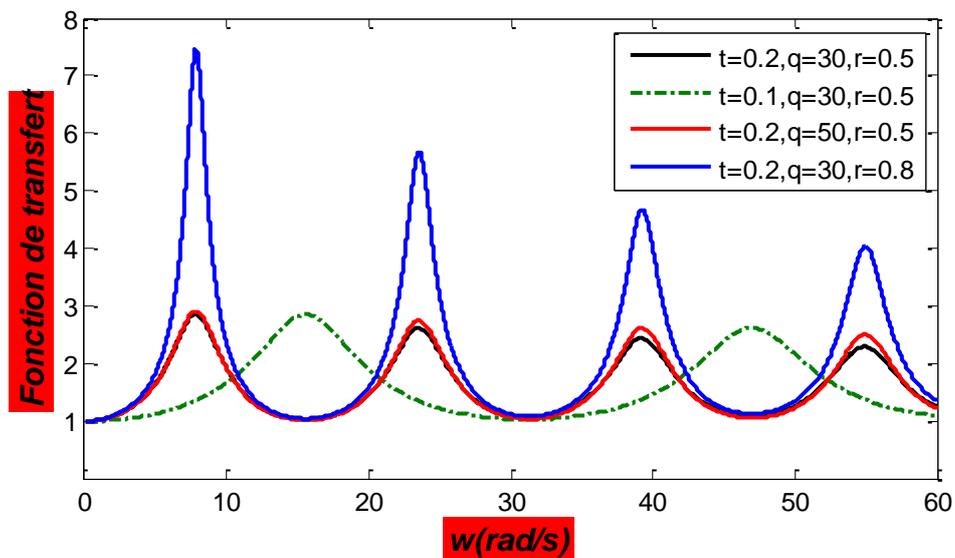


Figure 18: Variation de transfert en fonction de Q, r, τ

Le coefficient de réflexion (r) et le déphasage temporel τ déterminent la position des pics d'une part, de plus les paramètres r et Q affectent les amplitudes des pics et leur affaiblissement avec l'augmentation de la fréquence d'autre part.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

- Pour un milieu élastique la fonction de transfert prend des pics successifs caractérisant les modes de vibration de la couche de sol. Les maximas ont tous la même valeur
- Pour un milieu viscoélastique la fonction de transfert prend des pics successifs caractérisant les modes de vibration de la couche de sol. Les maximas sont successivement décroissants
- la fonction de transfert par l'effet de variabilité spatiale prend des pics successifs caractérisant les modes de vibration de la couche de sol. Les maximas sont successivement décroissants (pour les deux milieux élastique et viscoélastique
- dans un milieu rocheux le Spectre de fourrier à la surface libre et le même en profondeur dans les deux cas viscoélastique et élastique.
- Le coefficient de réflexion (r) et le déphasage temporel τ déterminent la position des pics d'une part, de plus les paramètres r et Q affectent les amplitudes des pics et leur affaiblissement avec l'augmentation de la fréquence d'autre part.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Références bibliographies

- [1] Abbiss, C.P., 1989: "Seismic Amplification. Mexico City". Earthquake Engineering and Structural Dynamics, Vol. 17.
- [2] D-Rahab., JUIN 2005 : " Effet des Paramètres de Source sur le Mouvement Sismique cas du Séisme de Boumerdes du 21 mai 2003", Ecole Nationale Polytechnique d'Alger
- [3] Pecker, A., 1984:"Dynamique des Sols". Presse de l'Ecole Nationale des ponts et Chaussées.
- [4] S. Belhadj-Mostefa. "Analyse Expérimentale De La Distribution Des Contraintes Dynamiques à l'Interface Sol Fondation", Université Mentouri Constantine
- [5] Berrah, M.K., 2006-2007:"Cours des Vibrations aléatoires", Ecole Nationale Polytechnique
- [6] H.Ventsel, 1973, "Théorie des Probabilités"
- [7] M'CHEL Del Pefro, 1990, "Vibration Aléatoires et Analyse Spectrale, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne
- [8] Safak, E., 1995: "Discrete-Time Analysis of Seismic Site Amplification". J. Eng. Mech., ASCE, Vol.121 (7), pp. 801–9.
- [9] Zembaty, Z., 1996:"Spatial Seismic Coefficients, Some Sensitivity Resultants". Journal of Engineering Mechanics, Vol. 122, No. 4, pp. 379-382.
- [10] Der Kiureghian A., 1996: "A Coherency Model for Spatially Varying Ground Motions", Earthquake Eng. Struct. Dyn, Vol.25, pp.991-111.
- [11] Clough RW, Penzien J., 1975: "Dynamics of Structures". McGraw-Hill Book Co., New York, NY., USA.