

EFFET DE LA VARIABILITÉ VERTICALE DES PROPRIÉTÉS DES SOLS SUR LA FONCTION D'AMPLIFICATION D'UN PROFIL DE SOL MULTICOUCHE

Mohamed HADID*, Amna ZAHAFI*

* *Laboratoire Travaux Publics Ingénierie de Transport et Environnement
Ecole Nationale Supérieure des Travaux Publics
Rue Sidi Garidi 1, BP 32 Alger 16051, Algérie
hadid_mohamed2003@yahoo.fr*

RÉSUMÉ. L'objectif de ce travail est d'étudier l'effet de la variabilité verticale des propriétés des sols sur la fonction d'amplification d'un profil de sol multicouche viscoélastique en utilisant une alternative robuste et originale pour la simulation des champs aléatoires non bornés et bornés, appelée méthode probabiliste de simulation indirecte de champs aléatoires non-Gaussien. Ainsi, on associe à la variable aléatoire non bornée la loi de distribution log-normale (module de cisaillement), et à la variable aléatoire bornée la loi de distribution beta (coefficient d'amortissement, coefficient de Poisson et masse volumique).

Dans cet article, la fonction d'amplification d'un profil de sol multicouche viscoélastique est calculée par la méthode des couches minces (TLM). A ce titre, une étude paramétrique relative à l'influence de la variabilité verticale du module de cisaillement, de la masse volumique, du coefficient d'amortissement et du coefficient de Poisson sur la variabilité de la fonction d'amplification d'un profil de sol homogène a été faite. Les résultats de ce travail ont montré que les paramètres qui ont une influence prépondérante sur la fonction d'amplification d'un profil de sol sont le module de cisaillement et, à un degré moindre, la masse volumique. En revanche, il ressort que la variabilité du coefficient d'amortissement et le coefficient de Poisson peut être négligée.

ABSTRACT. The objective of this work is to study the effect of spatial variability of the soil properties on the amplification function using probabilistic method of indirect simulation field random non-Gaussian for simulation of soil properties. Soil properties of interest are shear modulus, damping ratio, Poisson ratio and density, modeled as spatially random fields. The shear modulus is assumed to be lognormally distributed, this choice is motivated by the fact that this soil property is positive parameter, and lognormal distribution enables analyzing its large variability. Because damping ratio, density and soil Poisson ratio are bounded in practice between two extreme values, their random fields are obtained from the Beta distribution, where the Beta field is determined, by performing a mapping technique on the lognormal probability distribution function diagram [1]. In this frame, the amplification function is carried out via Monte Carlo simulations combined with deterministic thin layer method (TLM). The soil profile is modeled as a set of superposed layers extending horizontally to infinity, and having random properties. Spatial variability of soil properties is considered in the vertical direction only. The analysis integrates the influence of, coefficient of variation of the four soil properties on amplification function.

Results of this analysis indicate that heterogeneity highly influences the behavior of the soil profile which induces the filtering effect of frequencies, making hence the simulated soil softer. Obtained results indicate that shear modulus is of prime importance. So, Poisson ratio and damping ratio variability can be neglected in a dynamic analysis of a soil profile. The density has a small effect on amplification function closed resonance frequency.

MOTS-CLÉS : fonction d'amplification, variabilité des propriétés des sols, méthode des couches minces.

KEYWORDS : amplification function, spatial variability of the soil properties, thin layer method.

1. Introduction

Les endommagements causés par les séismes indiquent que les propriétés locales du sol telles que le module de cisaillement, l'amortissement, le coefficient de Poisson, la masse volumique, le rapport d'impédance, la stratification du sol, etc. jouent un rôle déterminant dans le comportement dynamique des profils de sols.

L'objectif de ce travail est d'étudier l'effet de la variabilité verticale des propriétés des sols sur la fonction d'amplification d'un profil de sol multicouche viscoélastique en utilisant une alternative robuste et originale (Nour et al., 2002 et 2003) pour la simulation des champs aléatoires non bornés et bornés, appelée méthode probabiliste de simulation indirecte de champs aléatoires non-Gaussien. Ainsi, on associe à la variable aléatoire non bornée la loi de distribution log-normale (module de cisaillement), et à la variable aléatoire bornée la loi de distribution beta (coefficient d'amortissement, coefficient de Poisson et masse volumique).

Dans cet article, la fonction d'amplification d'un profil de sol multicouche viscoélastique est calculée par la méthode des couches minces (TLM). Cette méthode consiste à subdiviser les couches d'un sol en sous-couches suffisamment minces de manière à linéariser les fonctions transcendantes incluses dans la matrice de rigidité et aboutir à des expressions algébriques. Cette technique, appelée méthode des couches minces, a été utilisée par Kausel et Peek pour l'obtention de fonctions de Green en déplacement dues à divers types de charges, dans un multicouche surmontant un substratum.

A ce titre, une étude paramétrique relative à l'influence de la variabilité verticale du module de cisaillement, de la masse volumique, du coefficient d'amortissement et du coefficient de Poisson sur la variabilité de la fonction d'amplification d'un profil de sol homogène a été faite.

2.Équation de mouvement

La version discrète de l'équation d'onde SH est un système d'équations à dérivées partielles de la forme suivante (Kausel, 1986):

$$M \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - A \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + Gu = p(x,t) \tag{1}$$

où M, A et G sont des matrices blocs-triangulaires et symétriques et qui dépendent seulement de l'ordre d'expansion de linéarisation des fonctions transcendantes et des propriétés matérielles des couches (Kausel, 1994) ;

$u = u(x,t)$ est le vecteur déplacement du mouvement à l'interface des couches;

$p(x, t)$ est le vecteur chargement;
 x est la coordonnée horizontale ;
 t est le temps.

$$A = \frac{h}{\delta} \begin{bmatrix} 2G & G \\ G & 2G \end{bmatrix} \quad G = \frac{1}{h} \begin{bmatrix} G & -G \\ -G & G \end{bmatrix} \quad M = \frac{\rho h}{h} \begin{bmatrix} 2 & 1 \\ 1 & 2 \end{bmatrix}$$

La TLM peut aussi être utilisée pour l'étude de l'amplification des ondes sismiques dans un multicouche. Pour les ondes SH planes se propageant dans le substratum rocheux (ou demi-espace) selon un angle par rapport à la verticale, le nombre d'ondes horizontales est défini comme suit:

$$k = \frac{\omega \sin \theta}{c_s} \tag{2}$$

Avec ω la fréquence d'excitation et C_s la vitesse de l'onde de cisaillement du demi-espace.

Ce nombre d'ondes doit être constant dans tout le multicouche, d'où :

$$k^2 = \frac{\omega \sin \theta}{c_s^2} \rightarrow \frac{\partial^2}{\partial x^2} = \frac{\sin^2 \theta}{c_s^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \tag{3}$$

L'équation (1) peut être écrite comme suit :

$$\left[M - \frac{\omega \sin \theta}{c_s^2} A \right] \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + Gu = p(x, t) \tag{4}$$

qui est de la forme :

$$M_{eqv} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + Gu = p(x, t) \tag{5}$$

avec

$$M_{eqv} = M - \frac{\sin^2 \theta}{c_s^2} A$$

Dans le domaine fréquences-nombres d'ondes, l'équation (5) s'écrit comme suit :

$$(G - \omega^2 M_{eqv}) \bar{U} = \bar{P} \tag{6}$$

Les déplacements \bar{U} sont obtenus par inversion de la matrice $(G - \omega^2 M_{eqv})$. Cela nécessite la résolution du problème aux valeurs propres quadratiques suivant :

$$(G - k_j^2 M_{eqv}) \Phi_j = 0, \quad j=1, \dots, N \tag{7}$$

avec : k_j la $j^{ième}$ valeur propre et Φ_j le $j^{ième}$ vecteur propre ; $\Phi = \{\Phi_j\}$ et $k_L = \text{diag} \{k_j\}$.

Les vecteurs propres vérifient les conditions d'orthogonalité suivantes :

$$\Phi^t M_{eq} \Phi = I \quad \text{et} \quad \Phi^t G \Phi = K_L^2 \tag{8}$$

En suivant la même procédure utilisée dans l'article de Kausel (1986), on peut déterminer le déplacement dans le domaine fréquence-nombre d'ondes :

$$\bar{U} = \Phi D_L \Phi^t \bar{P} \quad (9)$$

Où

$$D_L = (k^2 I - K_L^2)^{-1} \quad (10)$$

Le vecteur chargement \bar{P} est défini comme suit :

$$\bar{P} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ P_0 \end{bmatrix} \quad (11)$$

où P_0 est la force appliquée à l'interface d'un demi-espace provoquant un déplacement unitaire

$$P_0 = K_0 u_0 \quad (12)$$

avec

$$u_0 = 1$$

K_0 l'impédance du demi-espace soumis à la propagation des ondes SH (Kausel et Roesset 1981, Kausel 2006) :

$$K_0 = G_s \sqrt{K^2 - \frac{\omega^2}{c_s^2}} \quad (13)$$

où G_s est le module de cisaillement du demi-espace

En remplaçant le module de cisaillement par $G_s = \rho c_s^2$, le nombre d'ondes par $k = \frac{\omega \sin \theta}{c_s}$ et après quelques manipulations, l'impédance K_0 devient :

$$K_0 = i\omega \rho c_s \cos \theta \quad (14)$$

D'où la charge \bar{P} s'écrira comme suit :

$$\bar{P} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ i\omega \rho_s c_s \cos \theta \end{bmatrix} \quad (15)$$

3. Fonction d'amplification

Le vecteur d'amplification $\bar{H}(\omega)$ est le rapport entre le vecteur déplacement et le déplacement à la base (figure 1) :

$$\bar{H}(\omega) = \frac{\bar{U}}{u_0} \quad \text{avec : } u_0 = 1 \quad (16)$$

D'où

$$\bar{H}(\omega) = \frac{\bar{U}}{u_0} = \Phi D_L \Phi^t \bar{P} \quad (17)$$

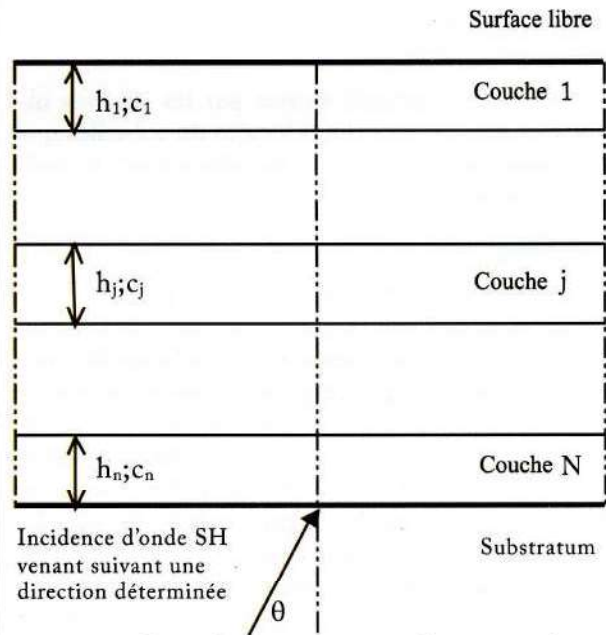


Figure 1: Sol stratifié reposant sur un substratum rocheux

Les ondes SH se propageant non verticalement sont simulées en utilisant les ondes SH se propageant verticalement avec des propriétés équivalentes (Kausel et Roesset 1984)

$$\rho_{j \text{ eqv}} = \rho_j \left[1 - \frac{c_j^2}{c_s^2} \sin^2 \theta \right] \quad (18 \text{ a})$$

$$c_{j \text{ eqv}} = \frac{c_j}{\sqrt{1 - \frac{c_j^2}{c_s^2} \sin^2 \theta}} \quad (18 \text{ b})$$

c_j et c sont les vitesses d'onde de cisaillement de la $j^{\text{ème}}$ couche et le demi-plan respectivement et ρ_j est la masse volumique de la $j^{\text{ème}}$ couche.

D'après ces équations, les propriétés équivalentes du demi-plan sont

$$\rho_{j \text{ eqv}} = \rho_s \cos^2 \theta \quad (19 \text{ a})$$

$$c_{j \text{ eqv}} = \frac{c_s}{\cos \theta} \quad (19 \text{ b})$$

4. Simulation des propriétés du sol

La méthode probabiliste de simulation indirecte de champs aléatoires non-gaussien est basée sur la théorie des champs aléatoires. Cette approche utilise une hypothèse de base qui consiste à décomposer la variable aléatoire en une tendance déterministe et en une composante aléatoire décrivant la variabilité autour de cette tendance (Nour et al.2003).

A travers une telle décomposition, la tendance

représente l'effet des phénomènes qui influencent la formation du sol pendant de longues périodes, tandis que la composante aléatoire décrit les fluctuations de courte durée des états de formation du sol.

Soit la variable aléatoire $f_p(Z)$ décrivant une propriété du sol définie par la fonction déterministe $f_{op}(Z)$ décrivant la tendance dans l'espace, elle est prise dans la pratique comme étant la moyenne des valeurs mesurées, et également en fonction du champ aléatoire Gaussien à moyenne nulle et à variance unité $\Delta f_p(Z)$ décrivant les fluctuations autour de la tendance. On peut écrire (Fenton, 1990) :

$$f_p(z) = R[f_{op}(z) + \sigma_p \Delta f_p(z)] \quad (20)$$

R est une transformation du processus Gaussien $\Delta f_p(Z)$ vers une distribution appropriée pour $f_p(Z)$ et σ_p représente l'écart type tel que :

$$\Delta f_p(z) = \sum_{n=1}^{N_p} \Delta g_{pn}(z) \quad (21)$$

$$\text{moyenne } (\Delta f_p(z)) = 0; \quad p=1, 2, \dots, N_p \quad (22)$$

avec N_p le nombre de propriétés du sol à simuler. Le champ aléatoire Gaussien à N_p variables, unidimensionnel, à moyenne nulle et à variance unité $\Delta g_{pn}(Z)$ peut être simulé comme suit (Yamazaki et Shinozuka, 1988)

$$\Delta g_{pn}(z) = \sqrt{2} \sum_{i=0}^N A_{i,pn} \cos(Kz + \Omega_{i,pn}) \quad (23)$$

et

$$A_{i,pn} = H_{pn}(K_i) + \sqrt{2\Delta K} \quad (24)$$

L'équation (11) assure également la corrélation inter-propriétés : $\Omega_{l,pn}$ sont des phases aléatoires distribuées uniformément dans l'intervalle $[0, 2\pi]$. Les coefficients H_{pn} sont obtenus à partir de la matrice inter-densités spectrales dans le domaine du nombre d'onde $S(K)$. Cette dernière est une matrice réelle, symétrique, et définie positive. Les éléments de la matrice H sont obtenus à partir de la décomposition de Cholesky de la matrice symétrique S.

La matrice H_{pn} est supposée être triangulaire inférieure et K est le nombre d'onde qui vérifie :

$$\begin{cases} K_r = i \cdot \Delta K \\ K_u = N \cdot \Delta K \end{cases} \quad (25)$$

Le pas en nombre d'ondes ΔK est évalué à partir de la représentation de $S(K)$ et du nombre d'ondes de coupure K_u pour N incréments, K_u est défini par (Nour, 2004) :

$$K_u = \frac{1}{a} \sqrt{\ln\left(\frac{1}{\lambda^4}\right)} ; \quad \lambda = 0.001 \quad (26)$$

On suppose dans l'équation (11), la symétrie du quadrant de chaque élément de la matrice $S(K)$ par rapport à l'origine. Les éléments inter-corrélés de la matrice densité spectrale de puissance S sont donnés par :

$$S_{pipj} = \sqrt{S_{pipi} \cdot S_{pj pj} \cdot T_{pipj}} \quad (27)$$

où S_{pipj} désigne la densité inter-spectrale S_{pipi} et $S_{pj pj}$ densités auto-spectrales et T_{pipj} représente le coefficient d'inter-corrélation déterminé par l'expression suivante :

$$T_{pipj} = \frac{\text{moyenne}(p_i p_j) - \text{moyenne}(p_i) \cdot \text{moyenne}(p_j)}{\sigma_{p_i} \cdot \sigma_{p_j}} \quad (28)$$

Dans cette étude la forme gaussienne, exponentiellement décroissante et avec variance unité, est utilisée pour définir la fonction de densité spectrale de puissance (Nour, 2004) :

$$S(K) = \frac{\sigma^2 |_{\sigma=1} a}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\left(\frac{Ka}{2}\right)^2\right] \quad (29)$$

où a est la longueur de corrélation obtenue à partir d'une régression non-linéaire des données expérimentales.

Dans le but de réduire considérablement le temps de calcul, la génération numérique d'échantillons de fonctions de l'équation (11) est aisément calculée à l'aide de la transformée rapide de Fourier (FFT), développée par Yamazaki et Shinozuka (1988) et modifiée par Zerva (1992). Les nombres d'ondes discrets sont donnés par :

$$\begin{cases} K_i = (i + \frac{1}{2}) \cdot \Delta K \\ i = 1, \dots, N \end{cases} \quad (30)$$

L'équation (23) peut être réécrite comme suit :

$$\Delta g_{pn}(z) = \sqrt{2} \operatorname{Re} \left[\exp\left(i \frac{\Delta K z}{2}\right) \sum_{i=0}^M A_{i,pn} \exp(i\Omega_{i,pn}) \exp(i I \Delta K z) \right] \quad (31)$$

avec

$$\begin{cases} z = r \cdot \Delta \xi \\ r = 1, \dots, M - 1 \end{cases} \quad (32)$$

où N et M doivent être positifs et ayant des puissances en nombre entier de deux. Afin d'éviter l'effet d'aliasing, on doit respecter les conditions suivantes :

$$\Delta \xi = \frac{2\pi}{\Delta K M} = \frac{2\pi N}{K_u M} ; \quad M \geq 2N \quad (33)$$

L'application de la FFT dans l'équation (19) fournit des valeurs pour la simulation sur la moitié de la longueur d'onde, c'est à dire sur $\frac{L}{2} = \frac{2\pi}{\Delta K}$ par conséquent, la simulation devrait être prolongée pour la longueur d'ondes entière, et peut être également facilement prolongée pour des distances plus lon-

gues que la longueur d'ondes L .

4.1 Variabilité spatiale des propriétés du sol non-bornées

Les propriétés du sol non bornés telles que le module élastique E , le module de cisaillement G , la perméabilité k , etc., sont supposées être distribuées d'une manière log-normale. Ce choix est motivé par le fait que ces propriétés sont des paramètres positifs et que la distribution log-normale permet d'analyser leur grande variabilité. L'expression du module de cisaillement par exemple est donnée par (Nour et al. 2002) :

$$G(z) = \exp[G_{0, \ln G(z)} + \sigma_{\ln G} \Delta f_G(z)] \quad (34)$$

avec

$$\begin{cases} \sigma_{\ln G}^2 = \ln\left(1 + \frac{\sigma_G^2}{G_{0,G}^2}\right) \\ G_{0, \ln G} = \ln(G_{0,G}) - \frac{1}{2} \sigma_{\ln G}^2 \end{cases} \quad (35)$$

où

$$\begin{cases} \sigma_{\ln G}^2 = \ln(1 + CV_G^2) \\ G_{0, \ln G} = \ln(G_{0,G}) - \frac{1}{2} \sigma_{\ln G}^2 \end{cases}$$

où $G_{0,G}$ et σ_G désignent respectivement la moyenne et l'écart type du module de cisaillement et $CV_G = \sigma_G / G_{0,G}$ le coefficient de variation.

4.2 Variabilité spatiale des propriétés du sol bornées

Il est bien connu que le coefficient de Poisson ν , le coefficient d'amortissement β , la masse volumique ρ , l'angle de frottement interne ϕ et la porosité η pour les sols sont bornés dans la pratique entre deux valeurs extrêmes. La distribution de probabilité appropriée pour une variable aléatoire dont les valeurs sont bornées, est la distribution beta. Dans ce qui suit, la méthodologie est bien développée pour le coefficient de Poisson $\nu \in [\nu_{min} \nu_{max}]$. La démarche est la même pour les autres propriétés du sol bornées.

La variabilité spatiale du coefficient de Poisson est donnée par :

$$\nu(z) = \nu_{min} + (\nu_{max} - \nu_{min})V(z) \quad (36)$$

Le champ $V \in [0 \ 1]$ est la solution de l'équation intégrale de la fonction de distribution cumulative (fdc) beta avec les paramètres q et r et qui permet de déterminer la fonction appropriée de probabilité $P_{\bar{\nu}}$

$$\beta(\nu | q, r) = \frac{B_V(q, r)}{B(q, r)} = P_{\bar{\nu}} \quad q, r > 0 \quad (37)$$

Le champ simulé $\bar{\nu}(z)$ est transformé en un champ beta $\nu(z)$ en le cadrant sur le diagramme de la fonction de distribution de probabilité. L'opération de cadrage conserve la moyenne et l'écart type du coefficient de Poisson employés pour évaluer q, r et $\bar{\nu}$.

Ce genre de transformation a été adapté pour la simulation numérique des champs non gaussiens par Yamazaki et Shinozuka (1988). Notons que les paramètres q et r doivent être tous les deux positifs et $P_{\bar{\nu}}$ doit se trouver sur l'intervalle $[0 \ 1]$. L'équation (36) est non linéaire. Ainsi, V est obtenu à partir d'un algorithme itératif en utilisant la méthode de Newton.

$B(q, r)$ est la fonction beta incomplète. Son expression est donnée par (Ang et Tang, 1975) :

$$B_V(q, r) = \int_0^V y^{q-1}(1-y)^{r-1} dy ; q, r > 0 \quad (38)$$

L'expression de la fonction beta est donnée par

$$B(q, r) = \frac{\Gamma(q)\Gamma(r)}{\Gamma(q+r)} \quad (39)$$

$V(z)$ est obtenu en supposant que la fdc beta est égale à une fonction appropriée de probabilité. Puisque le coefficient de Poisson du sol est un paramètre positif, on préfère cadrer la fcd beta avec la fcd log-normale, exprimée au moyen de la fonction cumulative normale standard comme suit :

$$P_{\bar{\nu}} = \int_{-\infty}^{\bar{\nu}} \frac{1}{2\pi} \exp\left(-\frac{1}{2} y^2\right) dy = \Phi_0(\bar{\nu}) = \Phi_0\left(\frac{\ln \bar{\nu} - \ln\left(\nu_{0,\nu} \exp\left(\frac{1}{2} \sigma_{\ln \nu}^2\right)\right)}{\sigma_{\ln \nu}}\right) \quad (40)$$

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

$$\bar{\nu} = \exp\left[\nu_{0, \ln \nu} + \sigma_{\ln \nu} (\Delta f_\nu(z))\right] \quad (41)$$

avec

$$\begin{cases} \sigma_{\ln \nu}^2 = \ln\left(1 + \frac{\sigma_\nu^2}{\nu_{0,\nu}^2}\right) \\ \nu_{0, \ln \nu} = \ln(\nu_{0,\nu}) - \frac{1}{2} \sigma_{\ln \nu}^2 \end{cases} \quad (42)$$

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

$$\nu_0 = \nu_{min} + \frac{q}{q+r} (\nu_{max} - \nu_{min}) \quad (43)$$

$$\sigma_\nu^2 = \frac{qr}{(q+r)^2(q+r+1)} (\nu_{max} - \nu_{min})^2$$

Ainsi, on peut dériver les expressions de q et r comme suit :

$$q = \frac{(v_0 - v_{min})}{[(v_{max} - v_{min})\sigma^2_v]} [(v_0 - v_{min})(v_{max} - v_0) - \sigma^2_v] \quad (44)$$

$$r = \frac{(v_{max} - v_0)}{[(v_{max} - v_{min})\sigma^2_v]} [(v_0 - v_{min})(v_{max} - v_0) - \sigma^2_v]$$

σ_v , q et r doivent être toujours positifs. Ainsi, il existe un écart type critique à ne pas dépasser qui est donné par (Nour et al. 2002) :

$$\sigma_v < \sigma_{v,cr} = \sqrt{(v_0 - v_{min})(v_{max} - 0)} \quad (45)$$

La stratégie de la simulation du coefficient de Poisson consiste à calculer, par le biais de l'équation (44), les paramètres q et r à partir des données du sol v_0 , v_{min} , v_{max} et σ_v . Après la simulation du champ aléatoire $\bar{v}(z)$, $P_{\bar{v}}$ est obtenu et utilisé pour cadrer la fcd beta, et calculer $v(z)$ à l'aide d'un processus itératif. La dernière étape consiste à calculer la variabilité spatiale du coefficient de Poisson.

5. Variabilité de la fonction d'amplification

Cette partie a pour objectif d'analyser la variabilité de la fonction d'amplification d'un profil de sol homogène reposant sur un substratum rocheux. La variabilité spatiale des propriétés du sol (module de cisaillement, masse volumique, coefficient de Poisson et coefficient d'amortissement) est considérée uniquement suivant la direction z . Suivant le plan (x,y) , il est supposé que les propriétés du sol sont invariables, c'est à dire représentées par leurs moyennes.

5.1 Données du problème

Les données suivantes sont utilisées :

- valeur moyenne du module de cisaillement $G_0 = 40$ MPa;
- valeur moyenne de la masse volumique $\rho_0 = 1800$ kg/m³;
- valeurs extrêmes de la masse volumique $\rho_{min} = 1400$ kg/m³ et $\rho_{max} = 2200$ kg/m³;
- valeur moyenne du coefficient de Poisson $v_0 = 0.28$;
- valeurs extrêmes du coefficient de Poisson $v_{min} = 0.08$ et $v_{max} = 0.48$;
- valeur moyenne du coefficient d'amortissement $\beta_0 = 6\%$;
- valeurs extrêmes du coefficient d'amortissement $\beta_{min} = 2\%$ et $\beta_{max} = 10\%$;

longueur de corrélation $a = 1.5$ m.

En pratique, la connaissance de la variabilité de G pour les sols est très délicate car la détermination in-situ et en laboratoire de son coefficient de

variation CV_G est une tâche très délicate, dans la mesure où le nombre suffisant d'échantillons nécessaires pour un traitement statistique fiable est rare. Concernant la masse volumique, le coefficient d'amortissement et le coefficient de Poisson pour les sols, il n'y a pratiquement aucune information disponible dans la littérature sur la variabilité des paramètres CV_ρ , CV_β et CV_v (Nour et al. 2003).

On considère une variation de $CV_G = 0.0; 0.25; 0.5; 1.0$, $CV_\rho = 0.0; 0.1; 0.15; 0.2$, $CV_\beta = 0.0; 0.1; 0.3; 0.5$, et $CV_v = 0.0; 0.1; 0.3; 0.5$.

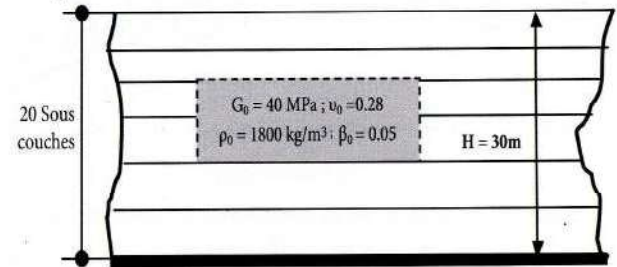


Figure 2: Monocouche homogène reposant sur un substratum rocheux

5.2 Étude paramétrique sur la fonction d'amplification d'un un profil de sol homogène reposant sur un substratum rocheux

Dans cette partie, on va étudier l'influence de la variabilité du module de cisaillement, de la masse volumique, du coefficient d'amortissement et du coefficient de Poisson sur les statistiques de la fonction d'amplification d'un monocouche homogène surmontant un substratum rocheux.

Influence de la variabilité du module de cisaillement

La figure 3 présente les statistiques de la fonction d'amplification en fonction de la variabilité du module de cisaillement G . D'après les courbes tracées, on observe que l'augmentation de CV_G provoque un effet de filtrage qui fait glisser la fréquence fondamentale du système vers les basses fréquences et provoque l'atténuation des fréquences élevées. Dans ce cas, le sol simulé devient plus mou comparé au sol homogène ($CV_G = 0$). Par ailleurs, on observe que l'augmentation de CV_G induit aussi une diminution de l'amplification (amplitude de la fonction de transfert), ce qui représente en soi un facteur favorable. Ceci est interprété par les multiples réflexion-réfraction (diffraction) du mouvement causées par le caractère non homogène du sol (AIJ, 1993). Et comme mentionné également par Safak (2001), cette diffraction aléatoire, même pour des milieux élastiques, peut modifier le mouvement du sol d'une façon similaire au cas d'un comportement non linéaire du sol.

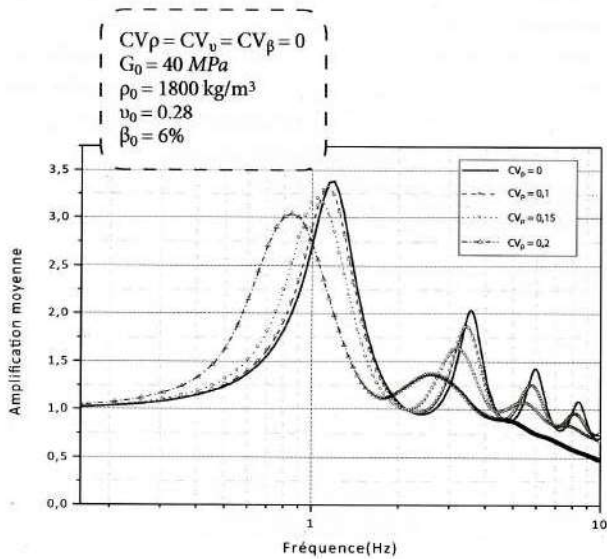


Figure 3: Amplification en fonction de la variabilité du module de cisaillement G

Influence de la variabilité de la masse volumique

La figure 4 présente les statistiques de la fonction d'amplification en fonction de la variabilité de la masse volumique ρ . A partir des courbes tracées, on peut souligner ce qui suit :

Il ressort que la variabilité de la masse volumique présente une légère influence sur la fonction d'amplification. Pratiquement cette influence peut être négligée.

On peut observer aussi que lorsque le coefficient de variation CV_ρ augmente, la fonction d'amplification diminue particulièrement au niveau des fréquences de résonance.

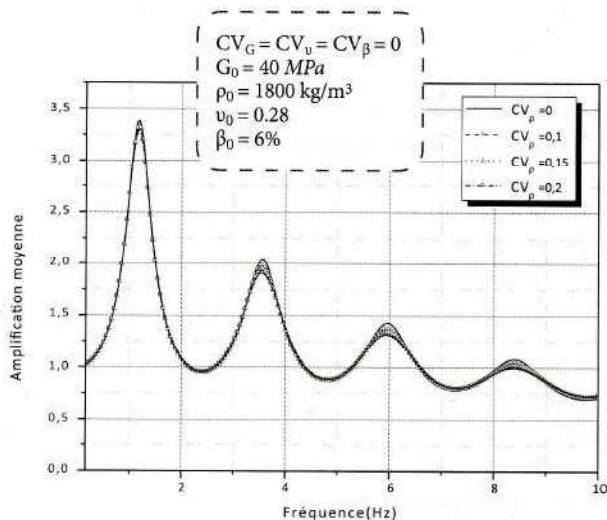


Figure 4: Amplification en fonction de la variabilité de la masse volumique ρ

Influence de la variabilité du coefficient d'amortissement

La figure 5 présente les statistiques de la fonction d'amplification en fonction de la variabilité du coefficient d'amortissement β .

Il ressort que la variabilité du coefficient d'amortissement n'a pas d'influence sur la fonction d'amplification.

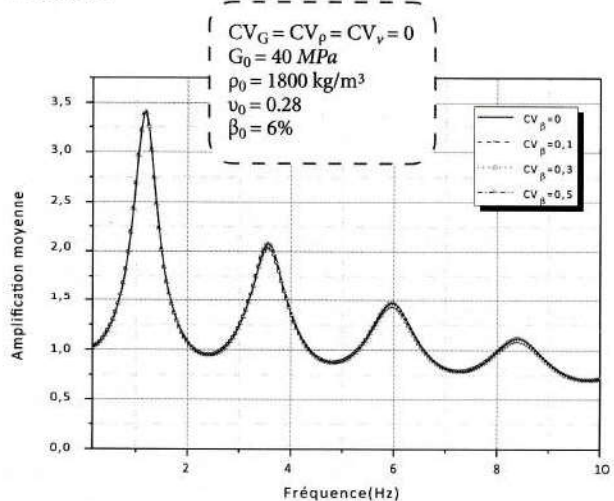


Figure 5: Amplification en fonction de la variabilité du coefficient d'amortissement β

Influence de la variabilité du coefficient de Poisson

La figure 6 présente les statistiques de la fonction d'amplification en fonction de la variabilité du coefficient de Poisson. Il ressort que la variabilité du coefficient de Poisson n'a pas d'influence sur la fonction d'amplification.

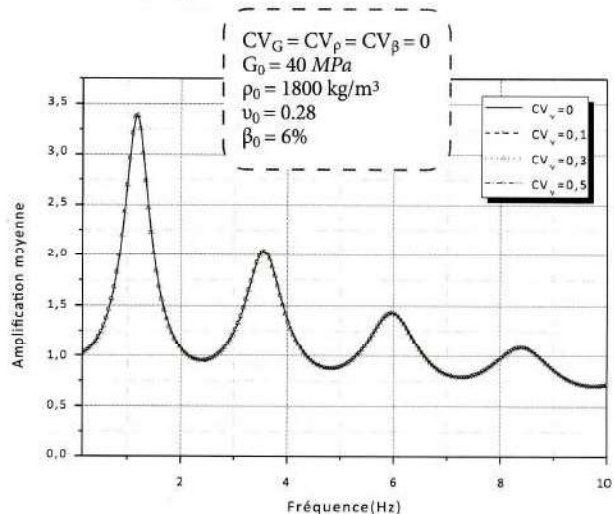


Figure 6: Amplification en fonction de la variabilité du coefficient de Poisson ν

Conclusion

Dans cet article, la variabilité de la fonction d'amplification des milieux viscoélastiques homogènes est analysée. Les propriétés aléatoires du sol considérées sont le module de cisaillement, la masse volumique, le coefficient d'amortissement et le coefficient de Poisson, modélisées par des champs spatiaux aléatoires, en considérant la corrélation gaussienne spatiale. Le champ aléatoire pour le module de cisaillement est obtenu en adoptant la distribution log-normale qui permet d'analyser sa grande variabilité. En ce qui concerne la masse volumique, le coefficient d'amortissement et le coefficient de Poisson du sol, qui sont des paramètres bornés dans la pratique entre deux valeurs extrêmes, leurs champs aléatoires sont obtenus en utilisant la distribution beta. La prédiction des statistiques de la fonction d'amplification est effectuée en utilisant les simulations de Monte Carlo. A partir des résultats obtenus, on note que l'augmentation du coefficient de variation du module de cisaillement provoque un effet de filtrage qui fait glisser la fréquence fondamentale du système vers les basses fréquences et provoque l'atténuation des fréquences élevées. Dans ce cas, le sol simulé devient plus mou comparé au sol homogène ($CV_G=0$). Par ailleurs, on observe que l'augmentation de CV_G induit aussi une diminution de l'amplification, ce qui représente en soi un facteur favorable. Ceci est interprété par les multiples réflexion-réfraction du mouvement causées par le caractère non homogène du sol. On retient aussi que la variabilité de la masse volumique présente une légère influence sur la fonction d'amplification. On peut observer par ailleurs que lorsque le coefficient de variation CV_ρ augmente, la fonction d'amplification diminue particulièrement au niveau des fréquences de résonance. En ce qui concerne la variabilité du coefficient d'amortissement et le coefficient de Poisson, il est remarqué qu'elles ne présentent aucune influence sur la fonction d'amplification.

Comme conclusion, on peut dire que les paramètres qui ont une influence prépondérante sur la fonction d'amplification d'un profil de sol sont le module de cisaillement et, à un degré moindre, la masse volumique. On retiendra enfin que la variabilité du coefficient d'amortissement et le coefficient de Poisson peut être négligée.

7. RÉFÉRENCES

- AIJ, (1993). Earthquake motion and ground motion. In commemoration of the 20th anniversary of the research subcommittee on earthquake ground motion. Edited and published by the Architectural Institute of Japan.
- Ang, AHS., Tang, WH., (1975). Probability concepts in engineering planning and design. John Wiley & Sons.
- Fenton, GA., (1990) Simulation and Analysis of Random Fields. Ph.D. thesis, Princeton University.
- Kausel, E. and Peek, R., (1982). Dynamic Loads in the Interior of Layered Stratum : An Explicit Solution, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 72, No. 5, pp. 1459-1481.
- Kausel, E. (1986). Wave Propagation in Anisotropic Layered Media, International Journal for Numerical Methods in Engineering, Vol. 23, pp. 1567-1578.
- Kausel, E. and Roesset, J. M., (1981). Stiffness Matrices for Layered Soils, Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 71, No. 6, pp. 1743-1761.
- Kausel, E. (2006). Fundamental Solutions in Elastodynamics, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge University Press, New York.
- Kausel, E. and Roesset, J. M., (1984). Soil amplification : some refinements, Soil Dynamics and Earthquake Engineering, Vol. 3, No. 3, pp. 116-123
- Nour, A., Slimani, A., Laouami, N., (2002). Foundation settlement statistics via finite element analysis. Journal Computers and Geotechnics, 29(8): 641-672.
- Nour, A., Slimani, A., Laouami, N., Afra, H., (2003). Finite element model for the probabilistic seismic response of heterogeneous soil profile. Journal of Soil Dynamics and Earthquake Engineering, 23(5): 331-348.
- Nour, A., (2004). Investigation stochastique sur les milieux hétérogènes par la méthode des éléments finis. Thèse de Doctorat, Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumedienne, Algérie.
- Safak, E., (2001). Local site effects and dynamic soil behavior. Soil Dynamics and Earthquake Engineering, 21: 453-458.
- Yamazaki, F., Shinozuka, M., (1988). Digital generation of non-Gaussian stochastic field. Journal of Engineering Mechanics ASCE ; 114(7): 1183-1197.
- Zerva, A., (1992). Seismic ground motion simulations from a class of spatial variability models. Earthquake Engineering and Structural Dynamics 21: 351-361.