

## Résolution d'une équation différentielle du second ordre par la méthode de NIGAM

---

### Résumé :

Nous présentons dans ce document, une méthode de résolution de l'équation différentielle linéaire du second ordre obtenue lors du calcul d'un spectre d'oscillateur.

## 1 Introduction

Lors du calcul d'un spectre d'oscillateur, on est amené à résoudre une équation différentielle du second ordre dont la solution est une intégrale de DUHAMEL.

Si cette intégrale peut être calculée exactement à l'aide de la transformée de LAPLACE pour certaines fonctions analytiques simples (Dirac, Sinus, Cosinus, Heavyside, ...) [bib1] elle doit être intégrée numériquement dans le cas général.

Ce document présente une méthode efficace pour résoudre ce problème.

Cette méthode est mise en œuvre dans *Code\_Aster*, dans l'opérateur `CALC_FONCTION`, mot clé facteur `SPEC_OSCI`.

## 2 Solution analytique de l'équation

Lors du calcul du spectre d'oscillateur d'un accélérogramme [R4.05.03], on est amené à résoudre l'équation différentielle linéaire du second ordre :

$$\ddot{q} + 2\xi\omega\dot{q} + \omega^2 q = -\alpha(t)$$

- où
- $q(t)$  est le déplacement relatif
  - $\alpha(t)$  est l'accélération du mouvement imposé à la base
  - $\omega$  est la pulsation de l'oscillateur
  - $\xi$  est l'amortissement réduit de l'oscillateur

Avec des conditions initiales sur  $q$  et  $\dot{q}$ .

La solution de cette équation s'écrit sous la forme :

$$q(t) = + \int_0^t h(t-\tau) \cdot \alpha(\tau) d\tau + q(0)g(t) + \dot{q}(0)h(t) \quad \text{éq 2-1}$$

où  $q(0)$  et  $\dot{q}(0)$  sont le déplacement et la vitesse à l'instant initial.

- Expression de  $h(t)$  et  $g(t)$  selon la valeur de l'amortissement réduit  $\xi$ .
- Si  $\xi < 1$  (amortissement sous critique) :

$$\begin{aligned} h(t) &= \frac{e^{-\xi\omega t}}{\omega\sqrt{1-\xi^2}} \sin(\omega t\sqrt{1-\xi^2}) \\ g(t) &= e^{-\xi\omega t} \left[ \cos(\omega t\sqrt{1-\xi^2}) + \frac{\xi}{\sqrt{1-\xi^2}} \sin(\omega t\sqrt{1-\xi^2}) \right] \end{aligned} \quad \text{éq 2-2}$$

- Si  $\xi = 1$  (amortissement critique) :

$$h(t) = t e^{-\omega t}$$

$$g(t) = (1 - \omega t) e^{\omega t}$$

- Si  $\xi > 1$  (amortissement sur-critique) :

$$h(t) = \frac{e^{-\xi \omega t}}{\omega \sqrt{\xi^2 - 1}} \cdot sh(\omega t \sqrt{\xi^2 - 1})$$

$$g(t) = e^{-\xi \omega t} \left[ ch(\omega t \sqrt{\xi^2 - 1}) + \frac{\xi}{\sqrt{\xi^2 - 1}} sh(\omega t \sqrt{\xi^2 - 1}) \right]$$

## 3 Méthode numérique

La méthode numérique implantée dans *Code\_Aster* a été proposée par NIGAM et JENNINGS [bib2] dans le cas de l'amortissement sous critique qui correspond à notre problème sismique initial [R4.05.03].

En introduisant la formulation [éq 2-2] dans [éq 2-1] on est donc conduit à résoudre l'équation différentielle :

$$\ddot{q}(t) + 2\xi\omega\dot{q}(t) + \omega^2 q(t) = -\alpha(t)$$

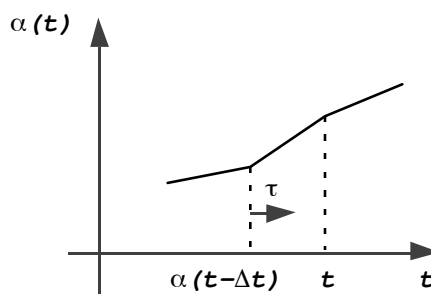
avec conditions initiales nulles, dont la solution s'écrit :

$$q(t) = \frac{1}{\omega_d} \int_0^t e^{-\xi\omega(t-\tau)} \sin[\omega_d(t-\tau)] \alpha(\tau) d\tau$$

$$\text{avec } \omega_d = \omega \sqrt{1 - \xi^2}$$

En supposant que  $\alpha(t)$  varie linéairement à l'intérieur de chaque intervalle  $\Delta(t)$ , on peut alors écrire :

$$\alpha(\tau) = \alpha(t - \Delta t) + \frac{\tau}{\Delta t} [\alpha(t) - \alpha(t - \Delta t)] \text{ pour } \tau \in [0, \Delta t]$$



d'où l'équation à résoudre (exprimée dans la nouvelle variable  $\tau$ ) :

$$\ddot{q}(\tau) + 2\xi\omega\dot{q}(\tau) + \omega^2 q(\tau) = a + b\tau \text{ pour } \tau \in [0, \Delta t]$$

où

$$a = \alpha(t - \Delta t)$$
$$b = [\alpha(t) - \alpha(t - \Delta t)] / \Delta t$$

avec les conditions initiales :

$$q(0) = q(t - \Delta t)$$
$$\dot{q}(0) = \dot{q}(t - \Delta t)$$

La solution de cette équation est la superposition d'une solution particulière et des solutions du problème homogène.

- une solution particulière :  $q_p(t) = -\frac{a}{\omega^2} + \frac{2\xi b}{\omega^3} - \frac{b}{\omega^2}\tau$
- les solutions du problème homogène :  $q_h(t) = e^{-\xi\omega\tau} [C_1 \cdot \cos(\omega_d\tau) + C_2 \cdot \sin(\omega_d\tau)]$

Par suite :  $q(\tau) = e^{-\xi\omega\tau} [C_1 \cdot \cos(\omega_d\tau) + C_2 \cdot \sin(\omega_d\tau)] - \frac{a}{\omega^2} + 2\frac{\xi b}{\omega^3} - \frac{b\tau}{\omega^2}$

et en dérivant  $q$  (par rapport à  $t$ ) on a :

$$\dot{q}(\tau) = (-\xi\omega) e^{-\xi\omega\tau} [C_1 \cos \omega_d \tau + C_2 \sin \omega_d \tau] + e^{-\xi\omega\tau} [-C_1 \omega_d \sin \omega_d \tau + C_2 \omega_d \cos \omega_d \tau] - \frac{b}{\omega^2}$$

Les coefficients  $C_1$  et  $C_2$  sont alors déterminés par les conditions initiales au début de l'intervalle (c'est-à-dire pour  $\tau = 0$ ).

$$C_1 = q(t - \Delta t) + \frac{a}{\omega^2} - \frac{2\xi b}{\omega^3}$$
$$C_2 = \frac{1}{\omega_d} \left[ \dot{q}(t - \Delta t) + \xi\omega q(t - \Delta t) + \frac{\xi a}{\omega} - \frac{2\xi^2 - 1}{\omega^2} b \right]$$

et en reportant  $C_1$  et  $C_2$  dans l'expression de  $q$  et  $\dot{q}$  on obtient l'égalité matricielle pour  $\tau = \Delta t$  :

$$\begin{Bmatrix} q(t) \\ \dot{q}(t) \end{Bmatrix} = A(\xi, \omega, \Delta t) \begin{Bmatrix} q(t - \Delta t) \\ \dot{q}(t - \Delta t) \end{Bmatrix} + B(\xi, \omega, \Delta t) \begin{Bmatrix} \alpha(t - \Delta t) \\ \alpha(t) \end{Bmatrix}$$

## 4 Coefficients des matrices A et B du système à résoudre

Matrice A :

$$\begin{aligned}a_{11} &= e^{-\xi \omega \Delta t} \left[ \frac{\xi}{\sqrt{1-\xi^2}} \sin(\omega_d \Delta t) + \cos(\omega_d \Delta t) \right] \\a_{12} &= \frac{e^{\xi \omega \Delta t}}{\omega_d} \sin(\omega_d \Delta t) \\a_{21} &= -\frac{\omega}{\sqrt{1-\xi^2}} e^{-\xi \omega \Delta t} \sin(\omega_d \Delta t) \\a_{22} &= e^{-\xi \omega \Delta t} \left[ \cos(\omega_d \Delta t) - \frac{\xi}{\sqrt{1-\xi^2}} \sin(\omega_d \Delta t) \right]\end{aligned}$$

Matrice B :

$$\begin{aligned}b_{11} &= e^{-\xi \omega \Delta t} \left[ \left( \frac{2\xi^2-1}{\omega^2 \Delta t} + \frac{\xi}{\omega} \right) \cdot \frac{\sin(\omega_d \Delta t)}{\omega_d} + \left( \frac{2\xi}{\omega^3 \Delta t} + \frac{1}{\omega^2} \right) \cos(\omega_d \Delta t) \right] - \frac{2\xi}{\omega^3 \Delta t} \\b_{12} &= e^{-\xi \omega \Delta t} \left[ \frac{2\xi^2-1}{\omega^2 \Delta t} \cdot \frac{\sin(\omega_d \Delta t)}{\omega_d} + \frac{2\xi}{\omega^3 \Delta t} \cdot \cos(\omega_d \Delta t) \right] - \frac{1}{\omega^2} + \frac{2\xi}{\omega^3 \Delta t} \\b_{21} &= e^{-\xi \omega \Delta t} \left[ \left( \frac{2\xi^2-1}{\omega^2 \Delta t} + \frac{\xi}{\omega} \right) \cdot \left( \cos(\omega_d \Delta t) - \frac{\xi}{\sqrt{1-\xi^2}} \sin(\omega_d \Delta t) \right) - \right. \\&\quad \left. \left( \frac{2\xi}{\omega^3 \Delta t} + \frac{1}{\omega^2} \right) \cdot \left( \omega_d \sin(\omega_d \Delta t) + \xi \omega \cos(\omega_d \Delta t) \right) \right] + \frac{1}{\omega^2 \Delta t} \\b_{22} &= -e^{-\xi \omega \Delta t} \left[ \left( \frac{2\xi^2-1}{\omega^2 \Delta t} \right) \cdot \left( \cos(\omega_d \Delta t) - \frac{\xi}{\sqrt{1-\xi^2}} \sin(\omega_d \Delta t) \right) - \right. \\&\quad \left. \left( \frac{2\xi}{\omega^3 \Delta t} \right) \cdot \left( \omega_d \sin(\omega_d \Delta t) + \xi \omega \cos(\omega_d \Delta t) \right) \right] - \frac{1}{\omega^2 \Delta t}\end{aligned}$$

avec  $\omega_d = \omega \sqrt{1-\xi^2}$

## 5 Calcul de l'accélération $\ddot{q}(\tau)$

Connaissant  $q(\tau)$  et  $\dot{q}(\tau)$ , il est dès lors possible de donner l'expression analytique de l'accélération  $\ddot{q}(\tau)$ .

$$\dot{q}(\tau) = -(\xi\omega)e^{-\xi\omega} \left[ C_1 \cos(\omega_d \tau) + C_2 \sin(\omega_d \tau) \right] + e^{-\xi\omega} \left( -C_1 \omega_d \sin(\omega_d \tau) + C_2 \omega_d \cos(\omega_d \tau) \right) - \frac{1}{\omega^2}$$

$$\ddot{q}(\tau) = +(\xi\omega)^2 e^{-\xi\omega} \left[ C_1 \cos(\omega_d \tau) + C_2 \sin(\omega_d \tau) \right] + (\xi\omega) e^{-\xi\omega} \left( -C_1 \omega_d \sin(\omega_d \tau) + C_2 \omega_d \cos(\omega_d \tau) \right) - (\xi\omega) e^{-\xi\omega} \left( -C_1 \omega_d \sin(\omega_d \tau) + C_2 \omega_d \cos(\omega_d \tau) \right) + e^{-\xi\omega} \left[ -C_1 \omega_d^2 \cos(\omega_d \tau) - C_2 \omega_d^2 \sin(\omega_d \tau) \right]$$

$$\ddot{q}(\tau) = \left[ (\xi\omega)^2 - \omega_d^2 \right] e^{-\xi\omega} \left[ C_1 \cos(\omega_d \tau) + C_2 \sin(\omega_d \tau) \right]$$

or

$$\omega_d^2 = \omega^2 (1 - \xi^2), \text{ d'où}$$

$$\ddot{q}(\tau) = \omega^2 e^{-\xi\omega} \left[ C_1 \cos(\omega_d \tau) + C_2 \sin(\omega_d \tau) \right]$$

or

$$\omega_d^2 = \omega^2 (1 - \xi^2)$$

d'où :

$$\ddot{q}(\tau) = \omega^2 e^{-\xi\omega} \left[ C_1 \cos(\omega_d \tau) + C_2 \sin(\omega_d \tau) \right]$$

## 6 Bibliographie

- 1) R.J. GIBERT : Vibrations des structures, Collection de la Direction des Études et Recherches d'Électricité de France, n°69, Eyrolles 1988.
- 2) N.C. NIGAM & P.C JENNINGS : Calculation of Response spectra from motion earthquake Bull. of the Seismological society of America, Vol.59 n°2 pp 909 - 922 April 1969.
- 3) D. SELIGMANN, L. VIVAN : Réponse sismique par méthode spectrale [R4.05.03].

## 7 Description des versions du document

| Version<br>Aster | Auteur(s)<br>Organisme(s)                                      | Description des modifications |
|------------------|----------------------------------------------------------------|-------------------------------|
| 6                | D.Selligmann,<br>EDF/DER/MMN<br>O.Boiteau,<br>EDF-R&D/SINETICS | Texte initial                 |