

*Collection de notes internes
de la Direction
des Etudes et Recherches*



*Production d'énergie
(hydraulique, thermique
et nucléaire)*

**MODELE DE SIMULATION DYNAMIQUE DES
ASSEMBLAGES COMBUSTIBLES D'UN REACTEUR**

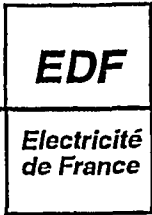
***SIMULATION MODEL OF DYNAMICAL BEHAVIOUR
OF REACTOR FUEL ASSEMBLIES***

93INB00043

EDF

Direction des Etudes et Recherches

41321
-2



Direction des Etudes et Recherches

SERVICE INFORMATIQUE ET MATHÉMATIQUES APPLIQUÉES
Département Mécanique et Modèles Numériques

Gestion INIS
Doc. enreg. b : A2/G/G
N° TRN : FR.97.0.4.5.4
Destination : I,I+D,D

1994

PLANCHARD J.

**MODELE DE SIMULATION DYNAMIQUE DES
ASSEMBLAGES COMBUSTIBLES D'UN
REACTEUR**

***SIMULATION MODEL OF DYNAMICAL
BEHAVIOUR OF REACTOR FUEL ASSEMBLIES***

Pages : 00016

95NB00043

Diffusion : J.-M. Lecœuvre
EDF-DER
Service IPN, Département SID
1, avenue du Général-de-Gaulle
92141 Clamart Cedex

© Copyright EDF 1995

ISSN 1161-0611

SYNTHÈSE :

Ce document rappelle brièvement les équations homogénéisées du comportement dynamique d'un faisceau tubulaire placé dans un fluide parfait irrotationnel, dans l'hypothèse des faibles déplacements. Cette approche peut être appliquée à l'étude du comportement mécanique des assemblages combustibles des réacteurs REP en cas de séisme ou de dépressurisation.

Une telle simulation numérique nécessite de définir la matrice de masse ajoutée des assemblages, pour laquelle on présente le principe de calcul.

EXECUTIVE SUMMARY :

This report briefly describes the homogenized dynamical equations of a tube bundle placed in a perfect irrotational fluid, on case of small displacements. This approach can be used to study the mechanical behaviour of fuel assemblies of PWR reactor submitted to earthquake or depressurization blow-down.

The numerical calculations require to define the added mass matrix of the fuel assemblies, for which the principle of computation is presented.

SOMMAIRE

1. INTRODUCTION	2
2. LE MODELE PHYSIQUE DE BASE	3
3. LE MODELE HOMOGENEISE.....	5
4. LA MATRICE DE MASSE AJOUTEE HOMOGENEISEE DES ASSEMBLAGES.....	7
5. PRISE EN COMPTE DE LA FLEXION DES TUBES ET DE L'ECOULEMENT	10
6. UN MODELE UN PEU PLUS SOPHISTIQUE.....	11
REFERENCES.....	12

1. INTRODUCTION

Le problème du comportement dynamique d'un coeur de réacteur PWR est compliqué du fait d'un grand nombre de "crayons" combustibles, de l'ordre de 45 000. Ces crayons sont regroupés en "assemblages" (fig. 1) et glissés à travers plusieurs grilles de maintien (au nombre de huit) ; ces grilles sont fixées par soudure aux tubes-guides d'instrumentation et des grappes de contrôle, ce qui assure une certaine rigidité à l'ensemble en dépit de la grande longueur des crayons (environ 4,5 m).

Les assemblages sont plongés dans le fluide de refroidissement du coeur (eau sous pression) qui s'écoule parallèlement aux tubes.

Il est possible d'étudier le comportement dynamique du coeur par l'intermédiaire de la technique d'homogénéisation qui consiste à assimiler chaque assemblage et le fluide environnant à une sorte de milieu équivalent.

Cette méthode, appliquée aux faisceaux tubulaires, a été présentée dans divers articles [4], [5], [7], [9]. Le but de cette note est d'expliquer brièvement comment il est possible de représenter le coeur d'un réacteur dans un modèle homogénéisé, en vue de la simulation numérique des effets d'un séisme [1].

2. LE MODÈLE PHYSIQUE DE BASE

Pour simplifier, on suppose que les crayons combustibles sont des cylindres identiques rigides et supportés élastiquement, de manière à avoir des déplacements transversaux. Le fluide est supposé parfait, incompressible et au repos (le cas du fluide en mouvement sera considéré plus loin). ϕ , désignant le potentiel de vitesse du fluide, vérifie :

$$\Delta\phi(x, t) = 0, x \in \Omega_0, \quad (2.1)$$

où Ω_0 est le domaine occupé par le fluide. Les conditions aux limites pour ϕ sont :

$$\frac{\partial\phi}{\partial n} = 0 \text{ sur } \Gamma, \quad (2.2)$$

(où Γ est la paroi de l'enceinte contenant les tubes et supposée rigide),

$$\frac{\partial\phi}{\partial n} = \frac{d\vec{s}_l}{dt} \cdot \vec{n} \quad (2.3)$$

avec

\vec{s}_l : petit déplacement du tube l,

\vec{n} : est la normale-unité à γ_l (paroi du tube l) orientée vers son intérieur.

Il faut adjoindre à ces relations, l'équation dynamique de chaque tube :

$$\left(m \frac{d^2}{dt^2} + k \right) \vec{s}_l(t) = \int_{\gamma_l} p(x, t) \vec{n} d\gamma_l + \vec{f}_l, \quad (2.4)$$

où

m est la masse linéique des tubes,

k est la raideur du système de supportage,

\vec{f}_l est la force extérieure exercée sur le tube (force d'inertie par exemple, dans le cas d'un séisme),

p est la variation de pression du fluide qui est reliée à ϕ par :

$$p = -\rho_0 \frac{\partial\phi}{\partial t} \quad (2.5)$$

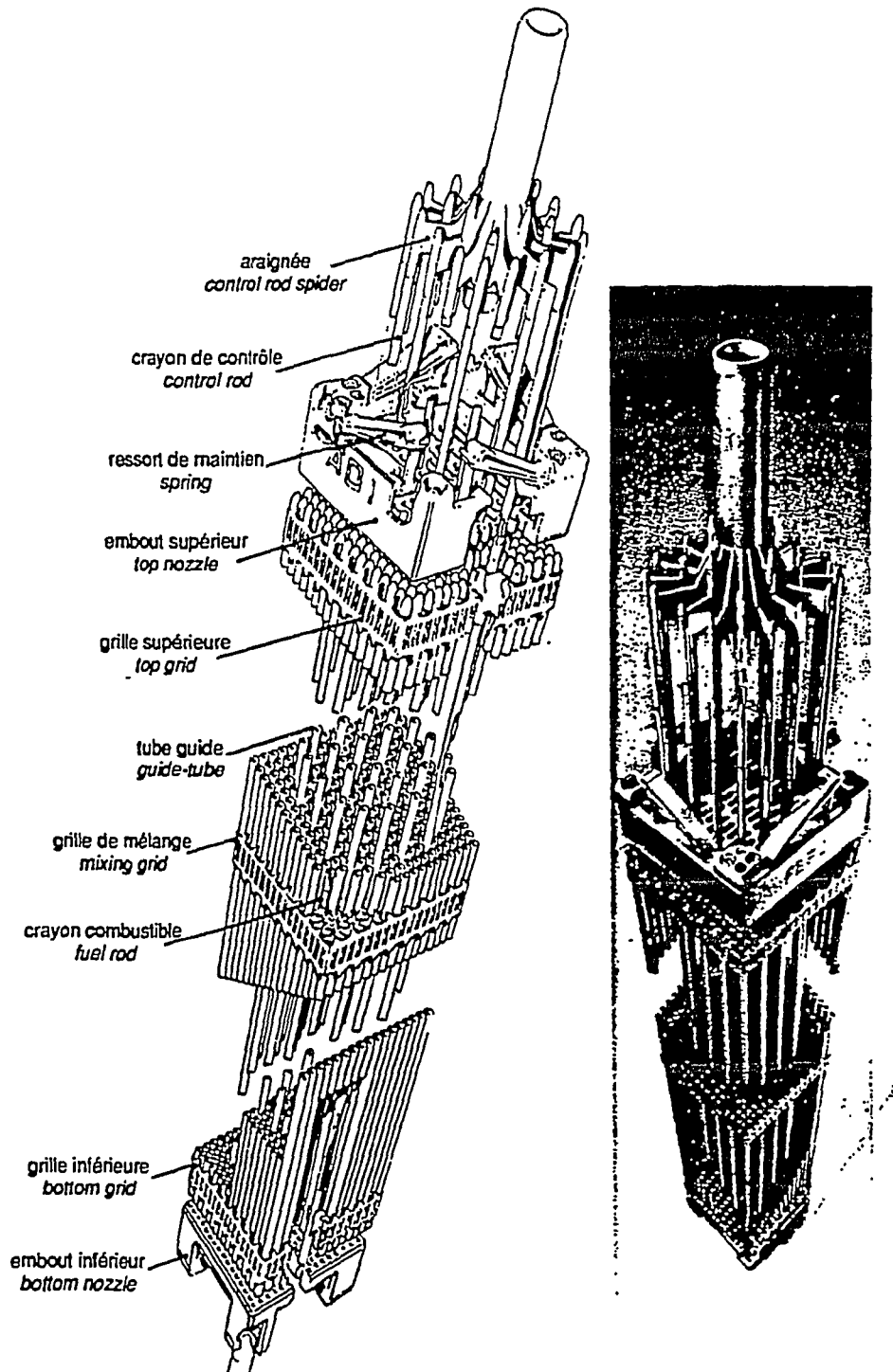
où ρ_0 est la masse spécifique du fluide.

Pour tout ceci, on suppose que les déplacements \vec{s}_l sont suffisamment faibles pour qu'on puisse négliger les déformations géométriques du milieu fluide. Les équations (2.1) à (2.5), plus les conditions initiales pour les \vec{s}_l , forment un problème mathématiquement bien posé.

ϕ dépendant linéairement des vitesses des tubes, peut être éliminé des équations, ce qui conduit à une matrice de masse ajoutée qui ne fait que traduire l'interaction des tubes par l'intermédiaire du fluide.

assemblage combustible et grappe de contrôle

fuel assembly and control cluster of PWR reactor



3. LE MODÈLE HOMOGENÉISÉ

On considère que les tubes d'un même assemblage sont identiques mécaniquement et géométriquement pour simplifier(*) et disposés régulièrement. Alors l'homogénéisation des équations (2.1) à (2.3) conduit à :

$$-\alpha \Delta \phi(x, t) = b \operatorname{div} \frac{\vec{\partial} s}{\partial t}(x, t) \quad \text{sur } \Omega \quad (3.1)$$

où $\bar{s}(x, t)$ représente le déplacement du tube situé au point x du domaine homogénéisé Ω (occupé à la fois par les tubes et le fluide). α et b sont des coefficients positifs, issus du processus d'homogénéisation, dont les expressions sont données dans [9] ; ils dépendent uniquement de la géométrie de la cellule élémentaire.

La condition à la limite sur Γ est :

$$\alpha \frac{\partial \phi}{\partial t} = -b \frac{\vec{\partial} s}{\partial t} \cdot \bar{n} \quad , \quad (3.2)$$

où \bar{n} est la normale à Γ orientée vers l'extérieur. On peut montrer [14] que le tube, situé en x , joue le rôle d'un dipôle vis-à-vis du potentiel ϕ . En outre, il est facile de voir que la condition à la limite (3.2) est compatible avec (3.1) (prendre l'intégrale de (3.1) sur Ω et appliquer la formule de Green).

L'équation dynamique homogénéisée est :

$$(m_0 + \rho_0 b_0) \frac{\vec{\partial}^2 s}{\partial t^2} + k_0 \bar{s} = \rho_0 b \operatorname{grad} \frac{\partial \phi}{\partial t} + \bar{f}_0(x, t) \quad , \quad (3.3)$$

où l'on a posé :

$$m = m_0 \varepsilon^2 \quad , \quad k = k_0 \varepsilon^2 \quad , \quad \vec{f}_1 = \vec{f}_0(x, t) \varepsilon^2 \quad ,$$

ε est le pas tubulaire ; b_0 est une quantité résultant de l'homogénéisation [9].

Le système couplé (3.1), (3.2), (3.3) avec des conditions initiales pour \bar{s} , forme un problème bien posé. Ce sont les équations homogénéisées générales de l'interaction fluide - structure des faisceaux tubulaires. On trouvera dans [8] des indications sur la résolution numérique de ces équations.

(*) En fait, les tubes-guides sont différents des crayons combustibles (diamètre, masse, raideur différents) mais on prendra la valeur moyenne de ces quantités.

Le cas des assemblages combustibles

Dans un premier temps, on peut supposer les grilles parfaitement rigides, de sorte que les tubes d'un même assemblage ont le même mouvement. Alors, $\vec{s}(x, t) \equiv \vec{s}_1(t)$ à l'intérieur du domaine Ω_1 occupé par l'assemblage 1.

Ainsi la fonction \vec{s} est discontinue sur les interfaces des assemblages et ϕ est harmonique à l'intérieur de chaque Ω_i (et non sur les interfaces). Alors (3.1) s'écrit sur l'interface Σ_{kl} entre Ω_l et Ω_k :

$$-\alpha \Delta \phi = b \left(\frac{\vec{ds}_l}{dt} \cdot \vec{n}_l + \frac{\vec{ds}_k}{dt} \cdot \vec{n}_k \right) \delta_{\Sigma_{kl}} \quad (3.4)$$

où $\delta_{\Sigma_{kl}}$ est la distribution de Dirac portée par Σ_{kl} , \vec{n}_k et \vec{n}_l sont les normales de part et d'autre de l'interface (figure 2).

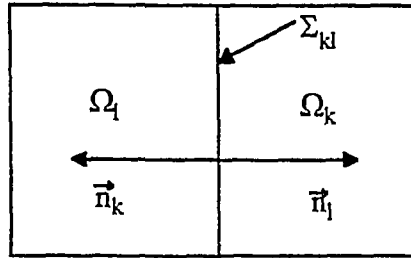


Figure 2

Une autre manière d'écrire (3.4) est :

$$\Delta \phi_i = 0 \text{ dans chaque } \Omega_i, -\alpha \left(\frac{\partial \phi_l}{\partial n_l} + \frac{\partial \phi_k}{\partial n_k} \right) = b \frac{\partial}{\partial t} (\vec{s}_l \cdot \vec{n}_l + \vec{s}_k \cdot \vec{n}_k) \text{ sur } \Sigma_{kl} \quad (3.5)$$

où ϕ_l, ϕ_k sont les valeurs prises par ϕ dans Ω_l et Ω_k .

L'équation dynamique (3.3) peut s'écrire :

$$|\Omega_1| \left[(m_o + \rho_o b_o) \frac{d^2}{dt^2} + k_o \right] \vec{s}_1(t) = \rho_o b \frac{d}{dt} \int_{\Omega_1} \text{grad } \phi \, dx + \int_{\Omega_1} \vec{f}_o(x, t) \, dx \quad (3.6)$$

où $|\Omega_1|$ est l'aire de Ω_1 .

(3.6) fait seulement intervenir des valeurs de ϕ sur les quatre faces de Ω_1 . On note que ϕ est continue sur le domaine Ω tout entier mais $\frac{\partial \phi}{\partial n}$ est discontinue sur les interfaces (équation (3.5)).

Remarque :

Lorsque le fluide est compressible (en cas de dépressurisation), le premier membre de (3.1) est remplacé par un opérateur des ondes [9].

4. LA MATRICE DE MASSE AJOUTÉE HOMOGENÉISÉE DES ASSEMBLAGES

Afin d'éviter la résolution de (3.4) à chaque instant, il est commode de décomposer ϕ sous la forme :

$$\phi(x, t) = \sum_l \sum_{j=1}^2 \chi_{lj}(x) \frac{ds_{lj}}{dt}(t) , \quad (4.1)$$

où s_{lj} est la $j^{\text{ème}}$ composante de $\bar{s}_l(t)$, déplacement de l'assemblage l . $\chi_{lj}(x)$ est la fonction vérifiant :

$$-\alpha \Delta \chi_{lj} = b \left(\delta_{\Sigma_l^j(+)} - \delta_{\Sigma_l^j(-)} \right) \quad (4.2)$$

où les δ sont les masses de Dirac portées par les faces indiquées en indice (figure 3).

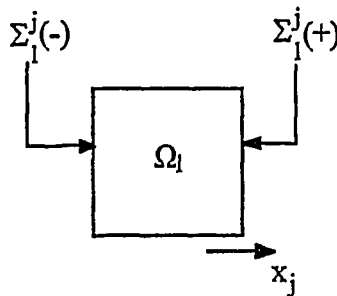


Figure 3

Autrement dit, χ_{lj} est le potentiel de vitesse créé par l'assemblage Ω_l quand il se déplace dans la direction de l'axe (x_j) avec une vitesse égale à 1, les autres assemblages étant immobiles.

Conditions aux limites pour χ_{lj}

Si Ω_l n'est pas contigu à la frontière Γ , on a :

$$\frac{\partial \chi_{lj}}{\partial n} = 0 \quad \text{sur } \Gamma . \quad (4.3)$$

Lorsque ce n'est pas le cas, Ω_1 peut soit glisser le long de Γ et alors on utilise (4.3), soit se déplacer perpendiculairement à la frontière. Dans cette dernière éventualité, supposons pour fixer les idées, que la face arrière $\Sigma_1^j(-)$ appartienne à Γ (figure 4.a), alors :

$$\alpha \frac{\partial \chi_{lj}}{\partial n} = \begin{cases} b & \text{sur } \Sigma_1^j(-) , \\ 0 & \text{ailleurs} , \end{cases} \quad (4.4)$$

car la normale extérieure \bar{n} est opposée à la direction (x_j) .

Si $\Sigma_1^j(+)$ appartient à Γ (figure 4.b), alors :

$$\alpha \frac{\partial \chi_{lj}}{\partial n} = \begin{cases} -b & \text{sur } \Sigma_1^j(+), \\ 0 & \text{ailleurs} . \end{cases} \quad (4.5)$$

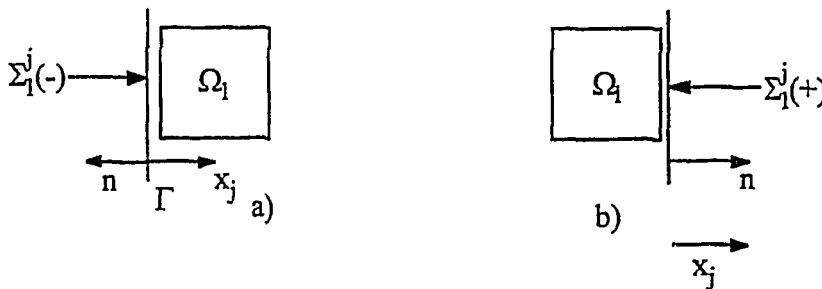


Figure 4

Les fonctions χ_{lj} sont déterminées à une constante additive près. On fixera cette constante en imposant, par exemple, la condition :

$$\int_{\Omega} \chi_{lj} dx = 0 . \quad (4.6)$$

En reportant (4.1) dans (3.6) et posant $\bar{s} = \text{col}(\bar{s}_1(t))$, on obtient :

$$\left((m_o + \rho_o b_o) \frac{d^2}{dt^2} + k_o \right) \bar{s}(t) = -\rho_o H \frac{d^2 \vec{s}}{dt^2} + \bar{F} , \quad (4.7)$$

où H est une matrice d'ordre $2N$ (N est le nombre d'assemblages) exprimée à l'aide des χ_{lj} . $\rho_o H$ est la matrice de masse ajoutée de l'ensemble des assemblages. C'est une matrice symétrique définie positive qui peut être calculée une fois pour toute. Le vecteur \bar{F} est formé avec les diverses forces externes exercées sur les assemblages.

La résolution de (4.7) est effectuée à l'aide des techniques classiques d'équations différentielles.

Remarques :

- 1) Le vecteur \vec{F} figurant dans (4.7) contient les forces dues aux chocs éventuels entre assemblages. Pour les représenter, on peut utiliser le modèle de Gauvain et Martelli [2], [3] (cf. également [6]).
- 2) Si le fluide est compressible, la matrice H dépend de la fréquence de sorte qu'elle apparaît dans (4.7) sous forme d'un produit de convolution. Il est alors préférable de ne pas éliminer le potentiel de vitesse.

5. PRISE EN COMPTE DE LA FLEXION DES TUBES ET DE L'ÉCOULEMENT

Les crayons combustible, ayant une longueur de l'ordre de 4 mètres, peuvent fléchir. Dans ces conditions, $\bar{s}(x,z,t)$ représente la flexion du tube situé en $x = (x_1, x_2)$ dans le plan de cote z (l'axe des z est parallèle aux crayons). On fait l'hypothèse que ϕ est harmonique par rapport à x (on néglige en fait $\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2}$). Si U est la vitesse d'écoulement du fluide de refroidissement le long des assemblages, l'équation homogénéisée reliant ϕ aux déplacements des tubes est alors :

$$-\alpha \Delta_x \phi(x, z, t) = b \operatorname{div}_x \frac{D}{Dt} \bar{s}(x, z, t) , \quad (5.1)$$

où

$$\Delta_x = \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} , \quad \frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial z}$$

et div_x est la divergence par rapport à x .

La condition à la limite, associée à (5.1), est :

$$\alpha \frac{\partial \phi}{\partial n} = -b \frac{D \bar{s}}{Dt} \cdot \bar{n} \quad (5.2)$$

sur la paroi latérale Γ .

L'équation homogénéisée est :

$$(m_o + \rho_o b_o) \frac{\partial^2 \bar{s}}{\partial t^2}(x, z, t) + (EI)_o \frac{\partial^4 \bar{s}}{\partial z^4}(x, z, t) = \rho_o b \operatorname{grad}_x \frac{D \phi}{Dt} + \bar{f}_o \quad (5.3)$$

où

$$(EI)_o = EI / \varepsilon^2 \quad (EI \text{ est la raideur}).$$

On trouvera la justification de ces équations dans [9] (basée sur la théorie de Paidoussis [10]).

Il faut adjoindre à (5.3) deux conditions sur \bar{s} à chaque extrémité des assemblages, correspondant au mode de fixation. La relation (5.3) s'écrit, après élimination de ϕ :

$$(m_o + \rho_o b_o) \frac{\partial^2 \bar{s}}{\partial t^2} + (EI)_o \frac{\partial^4 \bar{s}}{\partial z^4} = -\rho_o H \frac{D^2 \bar{s}}{Dt^2} + \bar{F} \quad (5.4)$$

où \bar{s} est le vecteur formé avec les flexions \bar{s}_i des différents assemblages.

La résolution de (5.4) peut être effectuée par projection sur les modes propres de flexion des assemblages.

6. UN MODÈLE UN PEU PLUS SOPHISTIQUÉ

Les crayons sont glissés à travers les grilles et maintenus en place dans celles-ci par des ergots élastiques, de sorte que les déplacements des tubes et des grilles peuvent être légèrement différents. Si $s_g(x,z,t)$ désigne le déplacement de la grille en (x,z) , l'équation dynamique homogénéisée devient :

$$(m_o + \rho_o b_o) \frac{\partial^2 \bar{s}}{\partial t^2} + (EI)_o \frac{\partial^4 \bar{s}}{\partial z^4} = \rho_o b \text{grad}_x \frac{D\phi}{Dt} + k_s (\bar{s}_g - \bar{s}) + \bar{f}_o \quad (6.1)$$

où k_s est la raideur des ergots de maintien.

L'inconnue supplémentaire \bar{s}_g vérifie une équation du type :

$$m_g \frac{\partial^2 \bar{s}_g}{\partial t^2} + (EI)_g \frac{\partial^4 \bar{s}_g}{\partial z^4} = - \int_{\Omega_l(z)} k_s (\bar{s}_g - \bar{s}) dx + \text{forces d'inertie et de choc} ; \quad (6.2)$$

m_g et $(EI)_g$ sont respectivement la masse linéique et la raideur du système grilles-tubes guides de chaque assemblage ; $\Omega_l(z)$ est la section droite de l'assemblage l dans le plan de cote z .

Notons qu'il est toujours possible d'éliminer ϕ entre les équations ; H n'est plus une matrice mais un opérateur intégral-différentiel faisant intervenir la fonction de Green du Laplacien sur le domaine homogénéisé (cf. [9]), car \bar{s} n'est plus une fonction constante à l'intérieur des assemblages.

Remarque :

La grille est constituée par un treillis rectangulaire formé de bandes d'acier très mince (quelques dixièmes de millimètres) soudées entre elles. Il serait alors intéressant d'examiner le comportement mécanique d'un tel système en utilisant les techniques développées dans les références [11], [12] [13]. Cela permettrait sans doute d'estimer les forces d'impact en fonction de la déformation des grilles.

RÉFÉRENCES

- [1] G. Jacquart "PPRD Méthodes d'analyse sismique des structures internes et du coeur". Note EDF-EP n° HP-61/93-113 (1993).
- [2] J. Gauvain, A. Martelli "Modèle de choc pour le calcul dynamique des structures - Validation expérimentale du programme CORALIE", CEA - Note EMT/8-119 (Août 1980).
- [3] A. Martelli, F. Gantenbein, J. Gauvain, A. Bernard "Non-linear dynamics of a bundle of flexible beam-type structures separated by small gaps", Third International Conference on Finite Element in Non-linear Mechanics, ((FENOMECH 84), Stuttgart (Septembre 1984).
- [4] J. Planchard "Vibrations of nuclear fuel assemblies : a simplified model", Nucl. Eng. Design, 86, pp. 383-391 (1985).
- [5] J. Planchard "Modelling the dynamical behaviour of nuclear reactor fuel assemblies", Nucl. Eng. Design, 90, pp. 331-339 (1985).
- [6] J. Planchard "Un modèle non linéaire de comportement dynamique des assemblages combustibles d'un réacteur à eau pressurisée", EDF-IMA, Note HI/5042-07 (juin 1985).
- [7] J. Planchard "Global behaviour of large elastic tube bundle immersed in a fluid", Computational Mechanics, n° 2, pp. 105-118 (1987).
- [8] J. Planchard "Résolution numérique des équations homogénéisées des faisceaux de tubes en couplage fluide-structure", Bulletin des Etudes et Recherches d'EDF, Série C, n° 1, pp. 1-12 (1990).
- [9] C. Conca, J. Planchard, B. Thomas, M. Vanninathan "Problèmes mathématiques en interaction fluide-structure", Eyrolles, Collection des Etudes et Recherches d'EDF (1994).
- [10] M. Paidoussis "Dynamics of cylindrical structures subjected to axial flow", Journ. Sound Vibrat., 29, pp. 365-385 (1973).
- [11] D. Cioranescu, J. Saint Jean Paulin "Asymptotic analysis of elastic wirework", Univ. Paris VI, Publication Labo. Analyse Numérique n° R89008 (1989).

- [12] G.P. Panasenko "Averaged processes in skeletal construction", Mat. Sbornik 2/10, pp. 220-231 (1983), en russe.
- [13] G.P. Panasenko "Opération de moyenne des processus dans les constructions à squelette ayant des propriétés aléatoires" traduction française, note EDF HN-42/TR 1568-MU (31 juillet 1987).
- [14] J. Planchard "Homogénéisation des matrices de masse ajoutée dans le cas de grands faisceaux tubulaires", Bulletin des Etudes et Recherches d'EDF, Série C, n° 2, pp. 79-87 (1985).



*Direction des Etudes
et Recherches*

*Service Information
Prospective et Normalisation*

CLAMART Le 07/09/95

*Département Systèmes d'information
et de documentation*

*Groupe Exploitation
de la Documentation Automatisée*

1, avenue du Gal de Gaulle
92141 CLAMART Cedex
tel : 47 65 56 33

CEA
MIST/SBDS/SPRI
CENTRE DE SACLAY
91191 GIF SUR YVETTE CEDEX

à l'attention de :

MEMOIRE TECHNIQUE ELECTRONIQUE

Cette feuille est détachable grâce à la microperforation sur le coté droit.

Référence de la demande : **F542222**
Origine : **CATALOGUE DES NOTES DER**

Votre commande :

Numéro du document : **95NB00043**

Titre : **MODELE DE SIMULATION DYNAMIQUE DES ASSEMBLAGES COMBUSTIBLES D'
REACTEUR**

Auteurs : **PLANCHARD J.**

Source : **COLL. NOTES INTERNES DER. PRODUCTION D'ENERGIE (HYDRAULIQUE, THE**
Serial :

Référence du document : **SANS**

Nombre de pages: **0001**

Nombre d'exemplaires : **001**

Support : **P**