

Modélisation de l'interaction structure-fluide lourd par l'approche PTF (Patch transfer Functions)

L. Maxit¹, M. Aucejo¹, N. Totaro¹ & J.-L. Guyader¹

¹Laboratoire Vibrations-Acoustique, INSA Lyon, 25 bis, av. Jean Capelle, F-69621 Villeurbanne Cedex, laurent.maxit@insa-lyon.fr

On s'intéresse dans cet article à la modélisation du couplage entre une structure et une cavité d'eau pour des fréquences situées en dessous de la fréquence critique de la structure. Ce type de problème se caractérise par le fait que : (a), le couplage entre la structure et le fluide est fort ; (b), le rayonnement de la structure fait apparaître des ondes évanescentes qu'il est difficile de reproduire à partir de séries modales. Ce problème a été traité dans de nombreuses publications et peut être résolu à partir de méthodes numériques telles que les éléments finis, les éléments finis de frontière, les éléments infinis, etc. Les temps calculs deviennent cependant très vite prohibitifs dès que la fréquence augmente. Pour les réduire, on propose de sous-structurer le problème vibro-acoustique à partir de l'approche PTF (Patch Transfer Functions). Celle-ci consiste à décomposer le système en différents sous-domaines et à découper les surfaces de couplage en pavés. Des fonctions de transfert par pavés caractérisent alors les sous-domaines. Celles-ci peuvent être calculées par différentes méthodes sur les sous-domaines découplés. Elles servent ensuite à reconstituer la réponse du système global à partir des équations de continuité, qui ne font pas intervenir d'hypothèse sur la nature du couplage entre les sous-systèmes. Il est donc possible de sous-structurer le problème de différentes façons. Nous allons ainsi étudier différentes sous-structurations du problème ainsi que différentes techniques de calcul des fonctions de transfert par pavé, ceci dans le but de minimiser les temps de calcul.

1 Introduction

L'étude de l'interaction dynamique fluide lourd – structure concerne de nombreux secteurs industriels, dont le nucléaire et le naval. Les méthodes des éléments finis et des éléments de frontière constituent des outils pertinents dans l'industrie pour modéliser l'interaction fluide-structure car ils permettent de considérer des structures et des interfaces de géométries quelconques. Ces modèles font apparaître des matrices non symétriques et le nombre de degré de liberté à prendre en compte (i.e. le nombre d'inconnues) augmente très vite avec la fréquence. La résolution directe des équations peut alors être trop gourmande en temps calcul. Différentes méthodes de résolution [1-9] ont été proposées pour contourner cet obstacle. Certaines [1,2] utilisent les modes des sous-systèmes découplés (i.e. modes de la structure in-vacuo et modes de la cavité parois bloquées) ainsi que l'ajout de modes résiduels pour améliorer la convergence des séries modales. D'autres [3-7] visent à symétriser les équations traduisant le couplage fluide-structure pour ensuite en extraire facilement les modes couplés.

Dans ce papier, on propose de sous-structurer le problème fluide-structure à partir de l'approche PTF (Patch Transfer Functions) [10-12] pour des fréquences d'excitation se situant bien en dessous de la fréquence critique f_c de la structure. L'approche PTF consiste à décomposer le système en différents sous-domaines et à découper les surfaces entre les sous-domaines par des pavés. Pour chacun des sous-systèmes découplés, des fonctions de transfert par pavés sont calculées et servent ensuite à reconstituer la réponse du système global (par assemblage des fonctions de transfert). Cette méthode a été appliquée avec succès pour traiter des problèmes de rayonnements acoustique pour le domaine automobile. On

souhaite l'étendre ici au problème du couplage structure – fluide lourd. Le principe de la méthode est rappelé au paragraphe 2. L'approche PTF ne faisant pas d'hypothèses sur la nature du couplage entre ces différents sous-systèmes, nous allons étudier deux possibilités de sous-structurer le problème, soit dans la zone de champ proche de la structure, soit en dehors de cette zone. Pour accélérer les calculs des PTF par rapport à une résolution directe, nous nous intéresserons au paragraphe 4 à leurs calculs par une approche modale faisant intervenir la symétrisation des équations du modèle éléments finis fluide-structure.

2 Principe de l'approche PTF

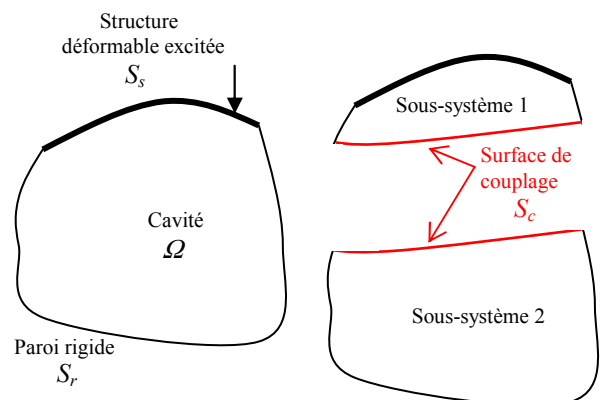


Figure 1. Problème fluide-structure et sous-structuration PTF.

Pour présenter l'approche PTF, on considère le problème vibro-acoustique de la figure 1. Une structure déformable dans le domaine élastique est excitée par une source harmonique $e^{j\omega t}$ et elle est couplée à une cavité

remplie d'un fluide au repos. En dehors de la structure déformable les parois de la cavité sont supposées rigides.

On décompose le système global en deux sous-systèmes en découpant le volume de la cavité $\mathcal{Q}$ par une surface de couplage fictive S_c . Cette surface est ensuite découpée en N pavés. La position de cette surface de couplage et le nombre de pavés à considérer seront étudiés au paragraphe 3.

On considère alors chaque sous-système α ($\alpha=[1,2]$) découplé pour définir les impédances par pavé. Une vitesse normale constante $\bar{v}_i^\alpha$ est prescrite sur le pavé i alors qu'une vitesse normale nulle est prescrite sur les autres pavés. On définit alors les PTF du sous-système α par :

- les impédances par pavé entre le pavé i et le pavé j :

$$Z_{ij}^\alpha = \frac{\bar{p}_j^\alpha}{\bar{v}_i^\alpha}, \quad (1)$$

où $\bar{p}_j^\alpha$ est la pression moyenne sur le pavé j ;

- les impédances pavé à point entre le pavé i et le point M de la cavité :

$$Z_{iM}^\alpha = \frac{p_M^\alpha}{\bar{v}_i^\alpha}, \quad (2)$$

où p_M^α est la pression au point M .

Pour le sous-système 1, on définit également la fonction de transfert pavé à point entre le pavé i et le point M' de la structure :

$$Y_{iM'}^\alpha = \frac{W_{M'}^\alpha}{\bar{v}_i^\alpha}, \quad (3)$$

où $W_{M'}^\alpha$ est le déplacement normal au point M' de la structure.

Par ailleurs, on définit des pressions bloquées par pavé pour le pavé i , $\tilde{p}_i^\alpha$ correspondant à la pression moyenne sur le pavé i quand le sous-système est excité par la source extérieure. Le sous-système 2 ne contenant pas de sources d'excitation, on a : $\tilde{p}_i^2 = 0$ sur tous les pavés.

En utilisant le principe de superposition pour les systèmes linéaires passifs, on en déduit (voir [10]) un système d'équations linéaires $N \times N$ ayant les vitesses moyennes sur les pavés comme inconnues :

$$\sum_{j=1}^N [(Z_{ji}^1 + Z_{ji}^2) v_j^2] = \tilde{p}_i^1, \quad \forall i \in [1, \dots, N]. \quad (4)$$

Après avoir résolu ce système, on peut en déduire :

- la pression au point M du sous-système 1 :

$$p_M^1 = \tilde{p}_M^1 - \sum_{j=1}^N Z_{iM}^1 v_j^2; \quad (5)$$

- le déplacement normal au point M' du sous-système 1 :

$$W_{M'}^1 = \tilde{W}_{M'}^1 - \sum_{j=1}^N Y_{iM'}^1 v_j^2; \quad (6)$$

- la pression au point M'' du sous-système 2 :

$$p_{M''}^2 = \sum_{i=1}^N Z_{iM''}^2 v_i^2. \quad (7)$$

L'approche PTF permet donc de calculer la réponse du système global à partir de la connaissance des impédances par pavé des sous-systèmes découplés et en inversant une matrice carrée ayant pour dimension le nombre de pavés.

Les impédances par pavés peuvent être calculées par différentes techniques suivant le sous-système considéré (analytique, éléments finis, éléments finis de frontière, intégrale de Rayleigh, etc.). Ces calculs sont menés sur les sous-systèmes pris séparément, ce qui permet d'avoir en général des modèles numériques de taille acceptable.

3 Position et discrétisation de la surface de couplage

On s'intéresse dans ce paragraphe à la position de la surface de couplage S_c permettant de définir la frontière entre les deux sous-systèmes. Dans sa formulation, l'approche PTF ne fait pas intervenir d'hypothèse de couplage faible entre les deux sous-systèmes. Ceci a notamment été mis en évidence en référence [10] où le comportement acoustique d'une cavité parallélépipédique a été modélisé par l'approche PTF en décomposant arbitrairement la cavité en deux sous-systèmes PTF. Il a pu être observé que la qualité des résultats PTF ne dépendait pas de la position de la surface de couplage entre les deux sous-cavités. Par ailleurs, une étude paramétrique a permis de montrer que la taille des pavés devait avoir une taille maximale inférieure à la moitié de la longueur d'onde acoustique à la fréquence maximale considérée (i.e. critère $\lambda/2$).

Pour le système considéré dans ce papier où les fréquences d'intérêt sont bien inférieures à la fréquence critique f_c de la structure, deux longueurs d'onde vont jouer un rôle dans le milieu fluide suivant si l'on se situe « proche » ou « loin » de la structure. En effet, si on se place au niveau de la paroi de la structure, la pression acoustique va évoluer spatialement en respectant les mouvements de flexion de la structure (i.e. suivant la longueur d'onde de flexion λ_f) alors qu'à l'inverse, si on se situe dans une zone éloignée de la structure, la pression acoustique va évoluer spatialement en respectant les mouvements naturels du milieu fluide (i.e. suivant la longueur d'onde acoustique λ_a). Si on positionne la surface de couplage S_c au voisinage de la structure, il faudra considérer la longueur d'onde de flexion pour définir la taille des pavés (i.e. critère $\lambda_f/2$) alors que si elle est éloignée de la structure, on pourra considérer la longueur d'onde acoustique (i.e. critère $\lambda_a/2$). Dans notre cas (i.e. $f < f_c$), λ_f est donc bien plus petite que λ_a . Par conséquent, pour limiter le nombre de pavés à considérer pour discrétiser la surface de couplage S_c , on a intérêt à positionner la surface S_c suffisamment loin de la structure. Pour définir un critère permettant de délimiter la zone où on peut supposer que les mouvements dans le milieu fluide évoluent spatialement suivant la longueur d'onde acoustique, on étudie la décroissance des ondes évanescentes générées dans le milieu fluide par une plaque plane infinie équivalente à la structure considérée. En se basant sur un critère de décroissance du champ de pression des ondes évanescentes de -10 dB, on obtient une distance minimale à respecter, Z_{lim} définie par :

$$Z_{lim} = \frac{\log(10)}{2\sqrt{k_f^2 - k_0^2}}, \quad (8)$$

où k_f est le nombre d'onde de flexion de la structure et k_0 le nombre d'onde acoustique à la fréquence considérée.

Pour le cas test considéré dans ce papier (voir le maillage éléments finis à la figure 2 et la description au tableau 1), on propose à la figure 3 les valeurs en fonction de la fréquence de $\lambda_f/2$, $\lambda_a/2$ et Z_{lim} . Si on considère une taille maximale des pavés d'environ 0.7 m, le critère $\lambda_a/2$ est bien respecté jusqu'à 750 Hz alors qu'il ne l'est qu'en dessous de 60 Hz pour le critère $\lambda_f/2$.

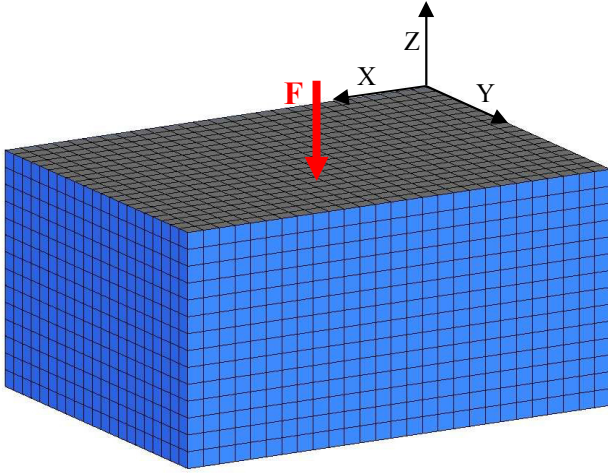


Figure 3. Maillage éléments du cas test (9856 nœuds, 567 éléments CQUAD4, 7938 éléments CHEXA)

Paramètres	Valeurs
Longueur plaque	2 m
Largeur plaque	1.5 m
Épaisseur plaque	17 mm
Profondeur cavité	1 m
Masse volumique de l'acier	7800 kg/m ³
Module de Young de l'acier	2.1×10 ¹¹ Pa
Coef. de Poisson de l'acier	0.3
Facteur de perte de l'acier	0.01
Masse volumique de l'eau	1000 kg/m ³
Célérité des ondes dans l'eau	1500 m/s
Facteur de perte de l'eau	0.01
Position excitation sur la plaque	(1.03, 0.93)

Tableau 1. Paramètres de simulation du cas test :
« Plaque en acier appuyée sur ses bords et couplée à une cavité en eau ».

Deux découpages de la cavité vont être considérés :

- le premier (figure 4) où la surface de couplage est positionnée à 0.3m de la plaque, c'est à dire à une distance supérieure à Z_{lim} pour des fréquences supérieures à 50 Hz ;
- le second (figure 5) où la surface de couplage est à 0.05 m de la plaque, c'est à dire à une distance toujours inférieure à Z_{lim} sur la plage de fréquence considérée [1Hz – 750 Hz].

Des calculs PTF sont menés pour ces deux sous-structurations (9 pavés sur la surface de couplage). Les PTF de chaque sous-système sont obtenus par résolution direct des équations liées au modèle élément finis de chaque sous-système (SOL108 dans le code NASTRAN). On compare aux figures 6 et 7 ces résultats PTF à un résultat de référence obtenu par résolution directe du problème global éléments finis. Cette confrontation montre que le calcul PTF n°1 donne des résultats très proches du calcul de référence sur toute la gamme de fréquence alors que la

calcul PTF n°2 n'a pas convergé. Le second découpage intervenant dans la zone de champ proche de la plaque, la taille des pavés devrait être inférieure à 0.2m (i.e. $<\lambda_f/2$) pour que le calcul PTF puisse converger. On peut souligner que la surface de couplage du calcul PTF n°1 se situe à une distance inférieure à Z_{lim} pour les fréquences inférieures à 50 Hz mais que le calcul converge car à ces fréquences la taille des pavés est inférieure à $\lambda_f/2$.

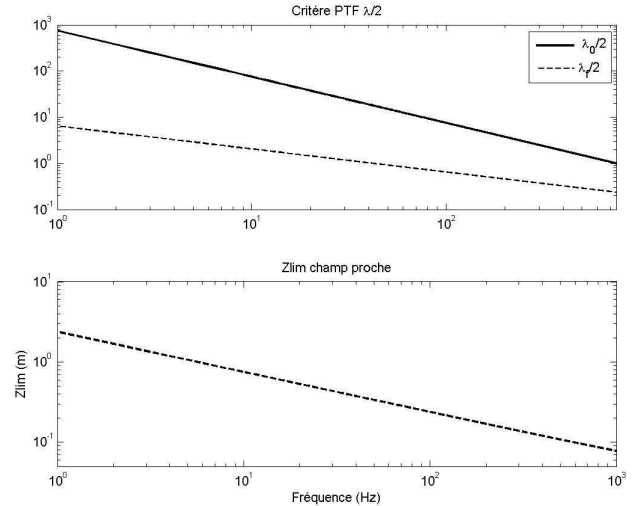
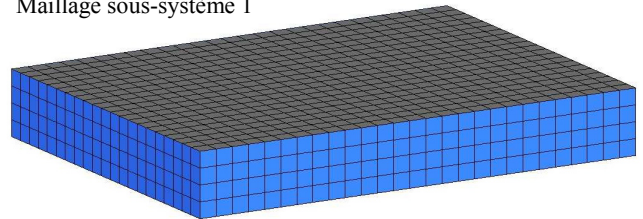
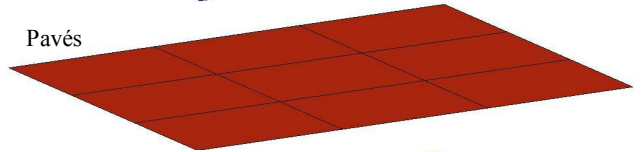


Figure 2. Critère PTF $\lambda/2$ suivant le type d'onde (haut). Valeurs du paramètre Z_{lim} défini par l'équation (8) (bas).

Maillage sous-système 1



Pavés



Maillage sous-système 2

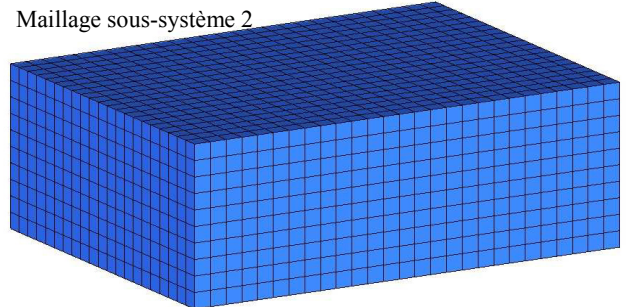
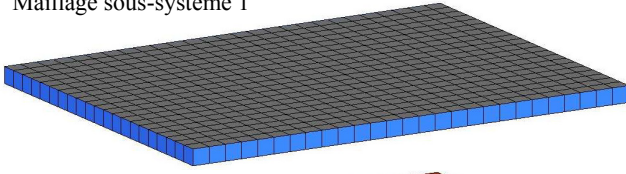
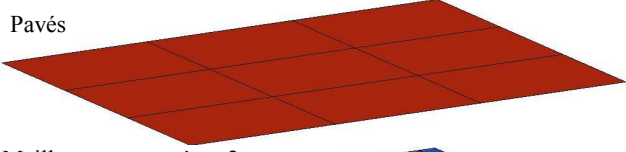


Figure 4. Sous-structuration PTF n°1.

Maillage sous-système 1



Pavés



Maillage sous-système 2

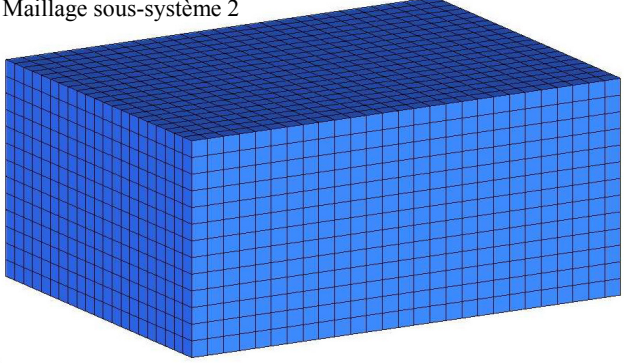


Figure 5. Sous-structuration PTF n°2.

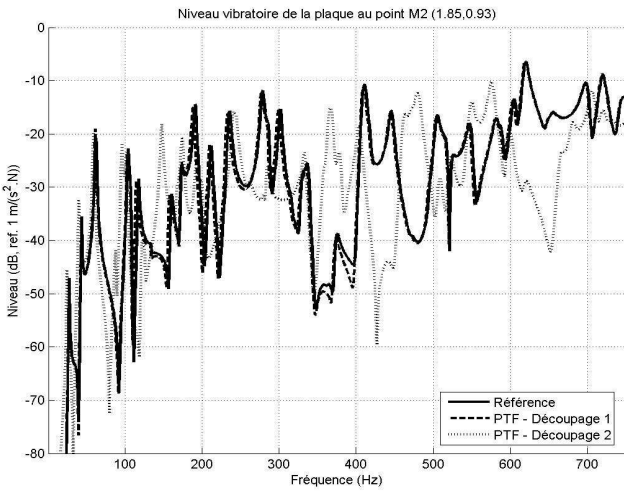


Figure 6. Niveau accélérométrique au point (1.85, 0.93).

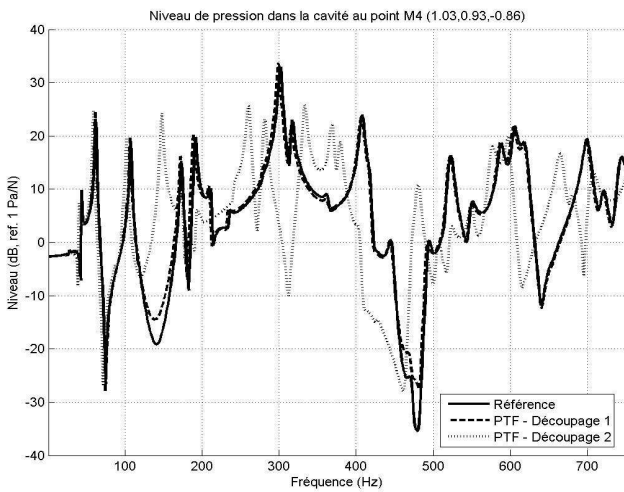


Figure 7. Niveau de pression au point (1.03, 0.93,-0.86).

En conclusion, il est préférable de sous-structurer le problème en dehors de la zone de champ proche de la structure pour les fréquences les plus hautes afin d'appliquer un critère sur la taille des pavés basé sur la longueur d'onde acoustique et ainsi limiter le nombre de pavés à considérer.

Dans ce paragraphe, les PTF des sous-systèmes ont été obtenus par une résolution directe, ce qui est coûteux en temps. On propose au paragraphe suivant de les calculer par une approche modale. Ces calculs sont immédiats pour le sous-système 2 qui n'est composé que du fluide. Par contre pour le sous-système 1 qui fait intervenir l'interaction fluide-structure, le modèle éléments finis du sous-système 1 fait apparaître des matrices non symétriques qui ne permet pas directement d'en extraire des modes normaux.

4 Calcul modal des PTF pour le sous-système structure-cavité

4.1 Formulation

On considère le modèle Eléments Finis (EF) du sous-système 1 pour lequel on souhaite calculer les PTF à partir d'une superposition modale. La formulation (U,P) du modèle s'écrit (voir [3]) :

$$\begin{bmatrix} K_S & -A \\ 0 & K_F \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} U \\ P \end{Bmatrix} - \omega^2 \begin{bmatrix} M_S & 0 \\ A^T & M_F \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} U \\ P \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} F \\ Q \end{Bmatrix} \quad (9)$$

où :

- U représente les déplacements nodaux de la structure et P les pressions acoustiques nodales ;
- F représente les efforts nodaux appliqués à la structure et Q les débits volumiques nodaux dans la cavité ;
- M_S et K_S sont les matrices de masse et de raideur de la structure, respectivement ;
- M_F et K_F sont les matrices de masse et de raideur associées au fluide de la cavité, respectivement ;
- A est la matrice d'interaction fluide-structure.

Ce système matriciel n'est pas symétrique ce qui ne permet pas d'appliquer directement les méthodes classiques d'extraction des modes propres normaux. Pour le rendre symétrique, on propose d'appliquer la technique proposée en référence [3,4] qui consiste à multiplier à gauche l'équation (9) par la matrice S suivante :

$$S = \begin{bmatrix} K_S^T M_S^{-1} & 0 \\ -A^T M_S^{-1} & I \end{bmatrix}. \quad (10)$$

On aboutit alors au système :

$$[\bar{K} - \omega^2 \bar{M}] \bar{X} = \bar{F}, \quad (11)$$

où :

$$\begin{aligned} \bar{X} &= \begin{Bmatrix} U \\ P \end{Bmatrix}, \bar{K} = \begin{bmatrix} K_S^T M_S^{-1} K_S & -K_S^T M_S^{-1} A \\ -A^T M_S^{-1} K_S & K_F + A^T M_S^{-1} A \end{bmatrix}, \\ \bar{M} &= \begin{bmatrix} K_S^T & 0 \\ 0 & M_F \end{bmatrix}, \bar{F} = \begin{bmatrix} K_S^T M_S^{-1} & 0 \\ -A^T M_S^{-1} & I \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} F \\ Q \end{Bmatrix}. \end{aligned} \quad (12)$$

En considérant un modèle EF avec des masses concentrées, l'inversion de la matrice de masse de la structure qui intervient dans ces expressions est immédiate, ce qui évite l'utilisation d'un processus numérique d'inversion coûteux en ressources :

$$M_s^{-1} = \begin{bmatrix} \ddots & & 0 \\ & \frac{1}{m_{ii}} & \\ 0 & & \ddots \end{bmatrix}. \quad (13)$$

Les matrices $\bar{M}$ et $\bar{K}$ étant symétriques, on peut poser le problème aux valeurs propres généralisés :

$$[\bar{K} - \lambda \bar{M}] \bar{X} = 0. \quad (14)$$

A partir d'une méthode numérique classique d'extraction modale, on calcule les Θ premières valeurs propres λ_n et les vecteurs propres associés ϕ_n normés tel que la matrice de masse généralisée soit unitaire :

$$\phi_n^T \bar{M} \phi_n = 1, \quad \phi_n^T \bar{K} \phi_n = \lambda_n, \quad n \in [1, 2, \dots, \Theta]. \quad (15)$$

Par ailleurs, pour améliorer la convergence des séries basées sur ces modes propres couplés, on introduit des modes résiduels avec la technique décrite en [12,13]. Cette technique consiste à enrichir la base des modes propres avec des réponses « quasi-statiques » aux différentes excitations considérées puis à orthogonaliser la nouvelle base de réduction obtenue. Dans notre cas, pour calculer les PTF du sous-système 1, il faut considérer les N excitations correspondant à l'excitation successive des N pavés ainsi que l'excitation extérieure de la structure pour calculer les pressions bloquées. Pour une pulsation spécifique ω_c (différente des pulsations propres du sous-système), on calcule les réponses ϕ_i aux $N+1$ excitations F_i :

$$[\bar{K} - \omega_c^2 \bar{M}] \phi_i = \bar{F}_i. \quad (16)$$

On obtient alors la base enrichie :

$$P = \{\phi_1 \dots \phi_\Theta | \phi_1 \dots \phi_{N+1}\}. \quad (17)$$

Pour orthogonaliser ces vecteurs, on introduit $\bar{X} = P\bar{X}$ dans l'équation (14) que l'on projette ensuite dans la base P . On obtient le problème réduit aux valeurs propres généralisés :

$$[\bar{K} - \lambda \bar{M}] \bar{X} = 0 \quad (19)$$

avec

$$\bar{M} = P^T \bar{M} P, \quad \bar{K} = P^T \bar{K} P. \quad (18)$$

On extrait ensuite numériquement toutes les valeurs propres λ'_α et les vecteurs propres associés v_α normés tels que la masse généralisée soit unitaire. En utilisant le changement de base,

$$\chi_\alpha = P v_\alpha, \quad (19)$$

on obtient les propriétés suivantes :

$$\begin{aligned} \chi_\alpha^T \bar{M} \chi_\alpha &= 1, \quad \chi_\alpha^T \bar{K} \chi_\alpha = \lambda'_\alpha, \\ \chi_\beta^T \bar{M} \chi_\alpha &= 0, \quad \chi_\beta^T \bar{K} \chi_\alpha = 0 \quad \text{si } \alpha \neq \beta. \end{aligned} \quad (20)$$

Pour estimer la réponse $\bar{X}$ à l'excitation F_i à la pulsation ω_c on cherche une solution approchée dans la nouvelle base $P' = \{\chi_1 \dots \chi_{\Theta+N+1}\}$

$$\bar{X} = P' \Gamma \quad (21)$$

où Γ est le vecteur colonne des amplitudes modales.

On introduit ensuite cette expression dans l'équation (11) et on effectue la projection dans la base P' .

En négligeant les termes extra-diagonaux des parties imaginaires des matrices projetées, et en notant, les facteurs d'amortissement modaux ζ_α et η_α :

$$\zeta_\alpha = \chi_\alpha^T \text{Im}(\bar{M}) \chi_\alpha, \quad \eta_\alpha = \chi_\alpha^T \text{Im}(\bar{K}) \chi_\alpha, \quad (22)$$

et les forces généralisées,

$$F_i \alpha = \chi_\alpha^T \bar{F}_i, \quad (23)$$

on obtient alors l'amplitude modale α :

$$\Gamma_\alpha = \frac{F_{i\alpha}}{-(1 + j\zeta_\alpha)\omega^2 + (1 + j\eta_\alpha)\lambda'_\alpha}, \quad \forall \alpha \in [1, \Theta + N + 1] \quad (24)$$

On a ainsi la réponse du sous-système « structure-cavité » par superposition modale en utilisant l'équation (21). On peut remarquer que cette décomposition modale non standard pour un système fluide-structure fait apparaître deux facteurs d'amortissement pour chaque mode. L'un, η_α joue sur le terme de raideur ; le second, ζ_α joue sur le terme de masse. Les valeurs de ces facteurs dépendent des facteurs d'amortissement interne affectés à la structure et à la cavité, ainsi que de la répartition des déformées propres entre la structure et la cavité.

Une procédure DMAP a été écrite pour effectuer ces calculs de modes propres couplés et de modes résiduels dans le code NASTRAN.

4.2 Application numérique

Pour le cas test décrit au tableau 1 et la sous-structuration PTF n°1, on propose à la figure 8 de comparer les impédances d'entrée du pavé 1 du sous-système 1 calculés de trois façons différentes : un calcul de référence obtenu par résolution directe du problème EF, un second calcul par la méthode de superposition modale décrite au paragraphe 4.1 sans prendre en compte les modes résiduels et enfin, un dernier calcul avec la méthode de superposition modale tenant compte des modes résiduels. Le même type de comparaison est également proposé à la figure 9 pour l'impédance croisée entre les pavés 1 et 3. Pour ces calculs, on a pris les modes normaux ayant une fréquence propre inférieure à 1500 Hz (i.e. 100 modes) et la pulsation spécifique ω_c pour le calcul des modes résiduels a été fixée à 314 rad/s.

On peut constater que les modes résiduels permettent d'améliorer significativement la convergence des séries modales même si de légers écarts subsistent sur l'impédance d'entrée. La convergence est plus probante sur les impédances croisées. Un changement de la pulsation spécifique ω_c ne modifie pas ces résultats.

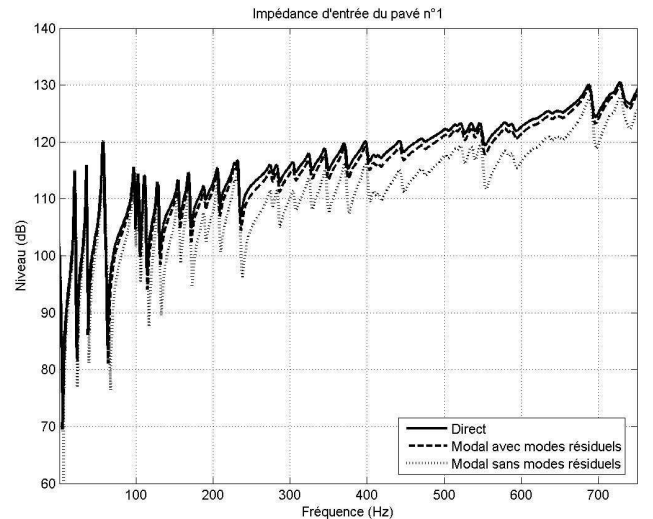


Figure 8. Impédance d'entrée pave 1.

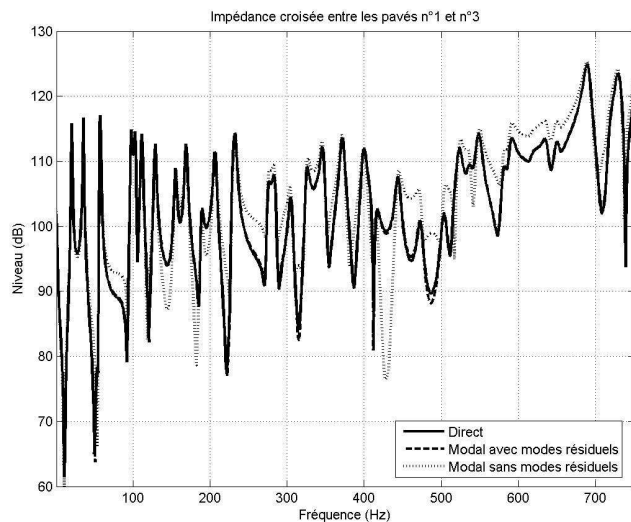


Figure 9. Impédance croisée pavé 1 – pavé 3.

Ces PTF estimés à partir de l'approche modale avec et sans modes résiduels sont utilisés pour calculer la réponse du cas test. On compare les accélérations et les pressions obtenus au calcul de référence aux figures 10 et 11, respectivement. On peut constater que la convergence grossière des PTF calculés sans les modes résiduels conduit à des erreurs importantes sur l'évaluation de la pression dans la cavité. Par contre, l'utilisation des modes résiduels permet d'obtenir des résultats proches du résultat de référence. Le tableau 2 où les temps calculs NASTRAN ont été synthétisés pour les différents calculs présentés dans ce papier montre que l'utilisation conjointe de l'approche PTF et de l'approche modale proposée permet de réduire considérablement les temps calculs.

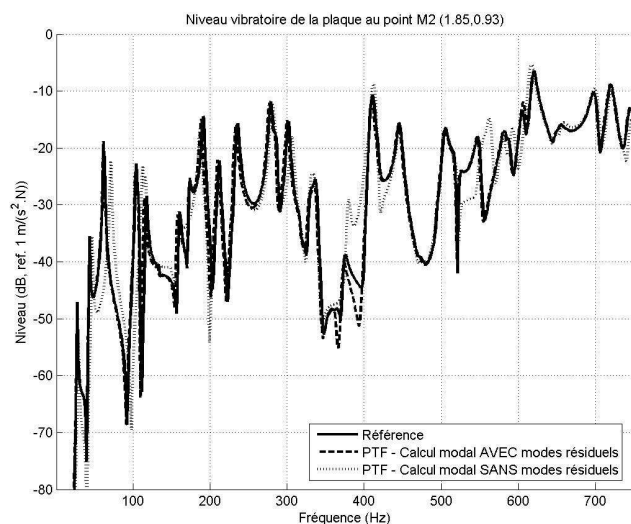


Figure 10. Niveau accélérométrique au point (1.85, 0.93).

Type de calcul	Temps Calcul (Nb dll / Nb mode)
Reference (Direct)	1397 s (12936 dll)
Direct SS1 – Découpage 1	542 s (6776 dll)
Direct SS2 – Découpage 1	755 s (7352 dll)
Direct SS1 – Découpage 2	200 s (4828 dll)
Direct SS2 – Découpage 2	1688 s (9200 dll)
Modal SS1 – Découpage 1	17 s (100 modes + résiduels)
Modal SS2 – Découpage 1	7 s (18 modes+ résiduels)

Tableau 2. Temps calcul NASTRAN pour le cas test.

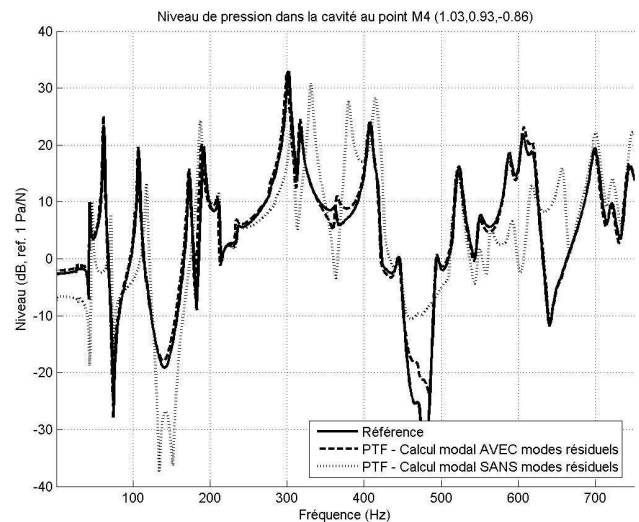


Figure 11. Niveau de pression au point (1.03, 0.93, -0.86).

5 Conclusion

On a montré que l'approche PTF peut être performante pour modéliser l'interaction structure – fluide lourd. Il faut alors sous-structurer le problème dans une zone en dehors du « champ proche » de la structure et utiliser la décomposition modale non-standard proposée pour estimer les PTF du sous-système « structure-fluide ». L'application de l'approche PTF peut être étendue aisément aux volumes fluides non bornés.

Références

- [1] N. Roy, A. Girard. "Impact of residual modes in structural dynamics". *Proc. of SSMMT*, Noordwijk, Hollande (2005).
- [2] N. Roy, M. Lapi. "Efficient Computation of the Radiated Sound Power of Vibrating Structures using Modal Approach". *Proc. of Acoustics '08*, Paris, France (2008).
- [3] B. Tiliouine, A. Seghir. "Sur la symétrisation du problème de vibrations des systèmes couples fluide-structure". *Proc. of AFPS*, Cachan, France (1999).
- [4] B. Tiliouine, A. Seghir. "A numerical model for time domain analysis of dams including fluid-structure interaction". *Proc. of CST98*, Edinburg, Écosse (1998).
- [5] X. Wang, K.J. Bathe. "Displacement/Pressure Based Mixed Finite Element Formulations for Acoustic Fluid Structure Interaction Problems". *Int. J. Numer. Meth. Engng*, 40, 2001–2017 (1997).
- [6] J.F. Sigrist, S. Garreau. "Dynamic analysis of fluid-structure interaction problems with modal methods using pressure-based fluid finite elements". *Finite Elements in Analysis and Design*, 43, 287-300 (2007).
- [7] J.F. Sigrist. "Symmetric and non-symmetric formulations for fluid-structure interaction problems: reference test cases for numerical developments in commercial finite element code". *Proc. of Pressure Vessel and Piping*, Vancouver, Canada (2006).
- [8] R. Ohayon. "Reduced models for fluid-structure interaction problems". *Int. J. Numer. Meth. Engng*, 60, 139-152 (2004).
- [9] Q.H. Tran, M. Ouisse, N. Bouhaddi. "Comparison of Robust CMS Methods for Damped Vib-acoustic Problems". *Proc. of ISMA*. Leuven, Belgique (2008).
- [10] M. Ouisse, L. Maxit, C. Caccioliati, and Guyader J-L. Patch Transfer Functions as a Tool to Couple Linear Acoustic Problems. *Journal Vibration-Acoustics*, 127, 458–466 (2005).
- [11] N. Totaro, B. Andro, C. Peteul, J.L. Guyader. "Extension of the Patch Transfer Functions method to high frequency domain (sub-cavities decomposition)". *Proc. of Internoise 2007*, Istanbul, Turquie (2007).
- [12] M. Aucejo, L. Maxit, N. Totaro, J.L. Guyader, "Introduction of residual modes concept in the Patch Transfer Functions method to model the structure-acoustic coupling in heavy fluid". *Proc. of ICSV16*, Krakow, Pologne (2009).
- [13] E. Balmès. "Theoretical Course Notes: Methods for Vibration Design and Validation". *In: Ecole Centrale Paris*, France (2008).