



HAL
open science

Méthode expérimentale pour l'identification des modes de cavité très amortis d'un véhicule

Christophe Thevenard

► **To cite this version:**

Christophe Thevenard. Méthode expérimentale pour l'identification des modes de cavité très amortis d'un véhicule. 10ème Congrès Français d'Acoustique, Apr 2010, Lyon, France. hal-00554451

HAL Id: hal-00554451

<https://hal.science/hal-00554451>

Submitted on 10 Jan 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Méthode expérimentale pour l'identification des modes de cavité très amortis d'un véhicule

Ch. Thevenard

Renault SA. Centre Technique d'Aubevoye, Parc de Gaillon, 27940 Aubevoye. christophe.thevenard@renault.com

Dans le cadre de la mise au point des véhicules, les essais restent indispensables pour construire et valider les modèles numériques vibro-acoustiques. L'aspect vibratoire est relativement bien maîtrisé en basses fréquences. En revanche, celui purement acoustique (i.e.: modes de cavité) souffre d'une difficile caractérisation expérimentale en partie due aux forts taux d'amortissement (jusqu'à 10%) rencontrés en pratique sur une caisse complète (i.e.: avec les habillages intérieurs). Typiquement, la caractérisation expérimentale de la réponse de la cavité d'un véhicule est réalisée au moyen d'un maillage intérieur des parois par un réseau de microphones discrets (jusqu'à 100 points) associés à une source acoustique de débit générant un spectre d'excitation compris entre 30 et 350Hz. Les forts taux d'amortissement en jeu produisent, sur une animation en 3D du champ de pression mesuré, des surestimations locales au voisinage de la position des sources d'excitation (prédominance du champ direct de la source vs. réponse modale) et des formes modales rarement pures (participation intermodale). Sur la base d'une "pseudo-appropriation" modale "a posteriori" (i.e. après les mesures effectuées), il est possible d'obtenir une représentation des formes modales relativement pure sans les effets liés à la participation intermodale. La méthode simple présentée ici permet une meilleure exploitation des données mesurées en facilitant l'extraction et la visualisation des formes modales en jeu. Une fois les modes de cavité clairement identifiés, les fréquences et formes modales peuvent alors être transmises aux équipes de calcul afin de recalculer le modèle numérique de la cavité.

1 Introduction

Dans le contexte industriel, l'étude expérimentale d'un véhicule en phase de développement est relativement bien codifiée par des procédures de mesures standards, propres à chaque type de prestations acoustiques : Bourdonnement, Bruit de roulement, contribution des panneaux... Cette dernière procédure, riche en données mesurées, consiste à exciter la cavité au moyen d'une source de débit disposée aux points standards « cibles » (typiquement la zone oreilles conducteur et passagers avant et arrière) puis de récupérer les champs de pression sur l'ensemble des parois intérieures du véhicule au moyen d'un maillage d'une centaine de points (voir maillage en annexes). La distribution des points est définie en accord avec les longueurs d'ondes en jeu (jusqu'à 250 Hz env.). De la sorte, on mesure les fonctions de transfert du type pression/débit au point cible, ce qui, selon le principe de réciprocité, permet d'accéder directement aux transferts « pression acoustique au point cible » / « débit des parois ».

$$\frac{p_p(\omega)}{Q_s(\omega)} = \frac{p_s(\omega)}{Q_p(\omega)} \quad (1)$$

On notera au passage que cette méthode permet de caractériser la fonction de Green du problème intérieur puisque directement, on obtient ([1]):

$$\frac{p_p(\omega)}{Q_s(\omega)} = j\omega\rho G(\omega) \quad \text{ou} : \quad \frac{p_p(\omega)}{Q_s(\omega)} = \rho G(\omega) \quad (2)(3)$$

Face à cette somme de données expérimentales (jusqu'à 100 x 3 FRF), l'identification/extraction des modes propres de la cavité en basse fréquence est difficile. En effet, dans le cas d'un véhicule complet, la présence des habillages intérieurs génère des taux d'amortissement élevés (jusqu'à 10%) rendant les modes propres « complexes » à identifier.

Ce phénomène se traduit immédiatement par un fort taux de participation modale entre les modes, l'amortissement déplaçant l'énergie de part et d'autre de la fréquence propre de ces derniers.

Les fonctions de transfert obtenues (jusqu'à 100 x 3) sont très peu lisibles quand à leur contenu modal (voir courbe de réponses moyenne figure 2).

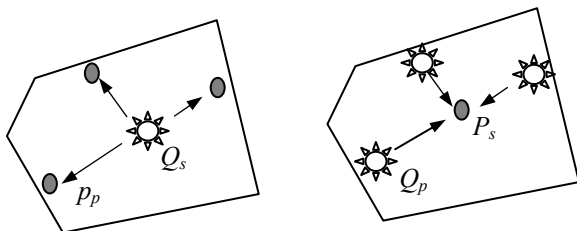


Fig. 1a. Mesures

Fig. 1b. Equivalence réciprocité

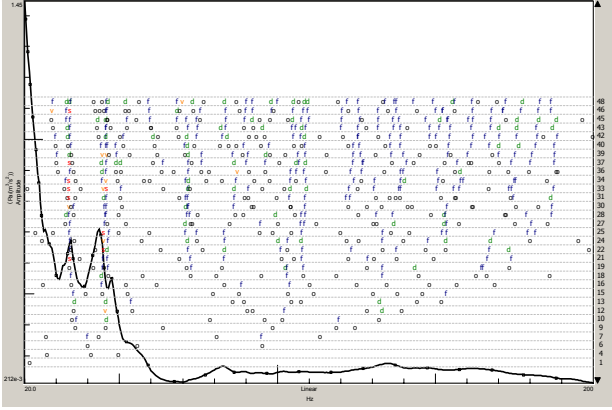


Figure 2 : Diagramme de stabilisation standard vs. Moyenne totale des FRF mesurées.

2 Considérations théoriques

1.1 Système 1D sans amortissement

Soit un domaine 1D de longueur L , les modes propres ont pour expression :

$$\psi_r(x) = \cos\left(\frac{\omega_r x}{C}\right) \text{ avec } \omega_r = \frac{r\pi C}{L} \text{ et } r \text{ entier} \quad (4)(5)$$

pour $r=2$; $C=340\text{m/s}$; $L=1\text{m}$; $\omega_r=1068,1 \text{ rad/s}$; $f_r=340 \text{ Hz}$

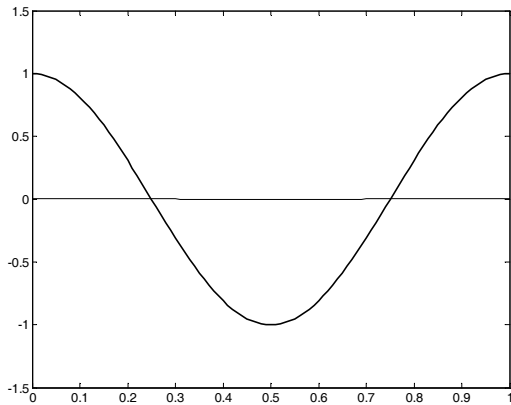


Figure 3: mode propre n=2

1.2 Système 1D avec amortissement

Dans le cas où le domaine 1D comporte de l'amortissement par le biais d'impédances spécifiques complexes Z_0 et Z_L respectivement en $x=0$ et $x=L$, le problème est plus lourd à traiter. En effet, les vecteurs propres sont de la forme ([2]) :

$$\psi_r(x) = \frac{\cosh((\kappa x(Z_0 \cos k_r x + j\rho C \sin k_r x)))}{Z_0 - \rho C} - \frac{\sinh((\kappa x(\rho C \cos k_r x + jZ_0 \sin k_r x)))}{Z_0 - \rho C} \quad (6)$$

avec :

$$k_r \equiv \frac{1}{C} \left(\frac{rC\pi}{L} - \frac{C \cdot \arg(Z_{01})}{2L} \right) \quad (7)$$

...qui n'est autre que l'expression de κn dans le cas sans amortissement augmentée d'une portion de longueur d'onde directement liée au déphasage introduit par les impédances aux conditions aux limites.

$$Z_{01} = \frac{Z_0 + \rho C}{Z_0 - \rho C} \frac{Z_L + \rho C}{Z_L - \rho C} \quad (8)$$

et :

$$\kappa = \frac{\ln|Z_{01}|}{2L} \quad (9)$$

pour $r=2$; $Z_0=Z_L=2-2i$; $Z_{10}=1.32 - 2.24i$; $f_r=311 \text{ Hz}$ ($f_0=340 \text{ Hz}$)

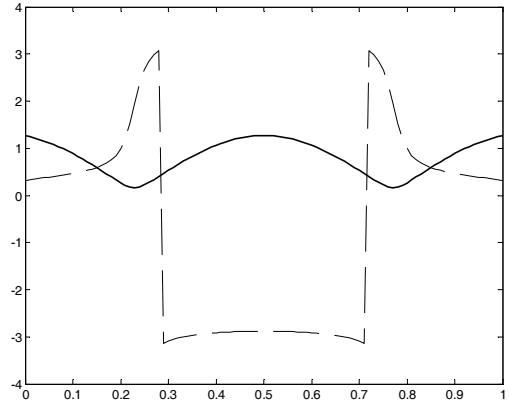


Figure 4: Module (-) et phase (--) du mode

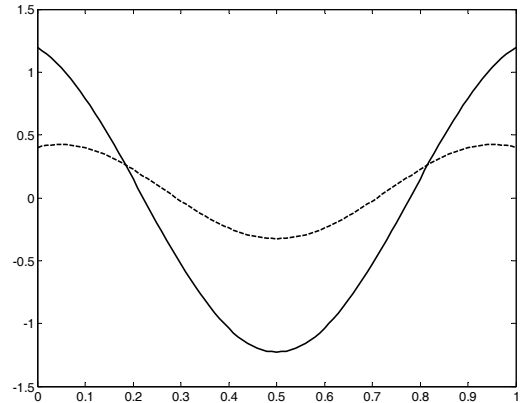


Figure 5 : parties réelle (-) et imaginaire (--) du mode

Le vrai sens physique de l'existence des modes propres est donné par l'expression générale de la pression pour tout x lorsqu'une source de débit est disposée en un point x_s du domaine :

$$P(x, x_s, r, \omega_r, \omega) = \rho \frac{\psi_r(x) (Q'_s \psi_r(x_s))}{A_r (\omega_r^2 - \omega^2 + 2j\eta_r \omega_r \omega)} = \rho Q'_s \frac{\psi_r(x) \psi_r(x_s)}{A_r (\omega_r^2 - \omega^2 + 2j\eta_r \omega_r \omega)} \quad (10)$$

A_r étant une constante modale propre au mode r (équivalente à la masse modale généralisée au mode n dans un contexte mécanique) [3].

Note : L'expression (sans amortissement) précédente en 3D s'écrit (formulation en termes de longueurs d'ondes):

$$p(\vec{R}, \vec{R}_0, r, k_r, k) = \rho \frac{\vec{\psi}_r(\vec{R}) \vec{\psi}_r(\vec{R}_0)}{\Lambda_r (k_r^2 - k^2)} \quad (11)$$

Le vecteur réponse à un vecteur quelconque d'excitation Q'_s est défini comme suit:

$$\{P_i(\omega)\} = \rho \sum_r \frac{\{\psi_r\}^T \{Q'_s\} \{\psi_r\}}{A_r (\omega_r^2 - \omega^2 + 2j\eta_r \omega_r \omega)} \quad (12)$$

La matrice des fonctions de transfert en P/Q'_s pour un nombre fini N de ddl dans le domaine s'écrit :

$$[H] = \begin{bmatrix} P_i(\omega) \\ Q'_j(\omega) \end{bmatrix}_{N \times N} = \rho \sum_r \frac{\{\psi_r\} \{\psi_r\}^T}{A_r (\omega_r^2 - \omega^2 + 2j\eta_r \omega_r \omega)} \quad (13)$$

Pour $r=2$; $Z_0=Z_L=2-2i$; $Z_{0L}=2.32+2.24i$; $x_{source}=0.1$; $f_r=311$ Hz

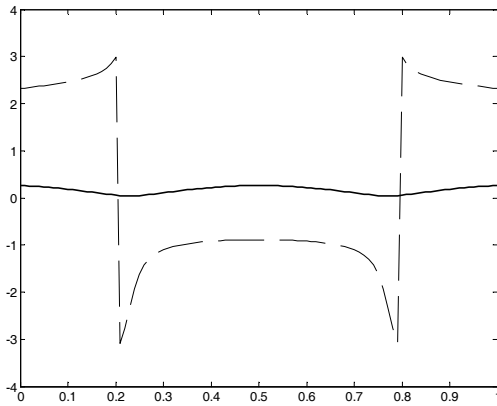


Figure 6 : Module (-) et phase (--) de H (x)

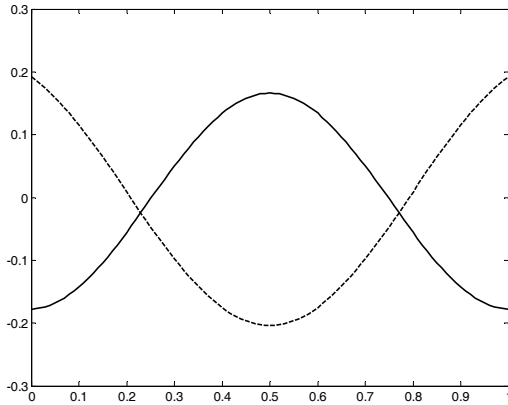


Figure 7 : Parties réelle (-) et imaginaires (--) de H(x)

Il vient, dans ce cas extrême d'amortissement deux observations. En premier lieu, on peut observer le fait que la phase de la réponse est relativement peu identifiable puisqu'elle ne possède pas de constance autour de $\pm \pi/2$ (caractéristique d'une résonance) et que les variations de phase sont centrées sur les nœuds de pression. D'autre part, on observe une forme de partie imaginaire de la réponse très proche de la partie réelle du mode propre telle que :

$$\Re(\psi_r(x)) \approx \alpha \Im(H_{\omega_r}(x)) \quad (14)$$

Avec α constante modale dépendante entièrement de Q'_s (position par rapport aux nœuds et ventres théoriques du mode). En généralisant pour tout point selon x pour une position optimale x_s d'excitation telle que :

$$\Re(\psi_r(x_s))^2 \gg \Im(\psi_r(x_s))^2 \quad (16)$$

Il vient :

$$\Im(H_{x,x_s}(\omega_r)) = \rho \frac{\Re \psi_{x_s} \Re \psi_{x_s} - \Im \psi_{x_s} \Im \psi_{x_s}}{A_r 2\omega_r^2} \approx \alpha \Re \psi_x \quad (17)$$

1.3 Participation modale

Dans le cas où il existe une certaine densité de modes très amortis, les FRF sont le siège de participations intermodales. Ce phénomène est d'autant plus marqué que les fonctions de transferts sont mesurées à partir d'une seule excitation. Dans ce cas, la plupart des modes répondent ensemble avec une répartition d'amplitude très variable puisque dépendante du point d'excitation. Si l'amortissement est élevé, l'ensemble des réponses est noyé dans une réponse globale d'allure lissée :

Exemple : Structure à 4 ddl

$$[\Psi] = \begin{bmatrix} (70\text{Hz}) & (80\text{Hz}) & (100\text{Hz}) & (125\text{Hz}) \\ (ddl1) & 1 & 1 & 1 & 1 \\ (ddl2) & 1 & 1 & -1 & -1 \\ (ddl3) & 1 & -1 & -1 & 1 \\ (ddl4) & 1 & -1 & 1 & -1 \end{bmatrix}$$

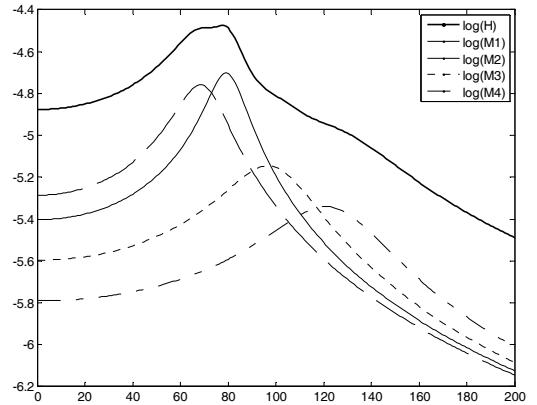


Figure 8 : $\log(H_{11})$

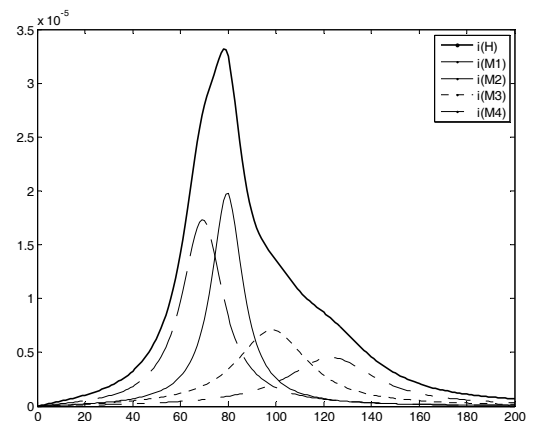


Figure 9 : $\text{imag}(H_{11})$

On remarque alors, pour chaque fréquence caractéristique pointée sur la réponse des taux de participation intermodaux relativement élevés ;

	70Hz	80Hz	100Hz	125Hz
Mode 1 (70Hz)	61,7%	25,8%	12,9%	6,9%
Mode 2 (80Hz)	28,9%	61%	19,2%	7,3%
Mode 3 (100Hz)	7,1%	10,5%	51,7%	28,1%
Mode 4 (125Hz)	2,3%	2,8%	16,2%	57,6%

Tableau 1 : participations modales dans H_{11}

Le MIF (Modal Indicator Function), dont une des variantes peut être défini comme suit :

$$MIF(\omega) = \frac{(\Re H(\omega))^2}{|H(\omega)|^2} \quad (18)$$

...tend vers 0 en présence d'un mode

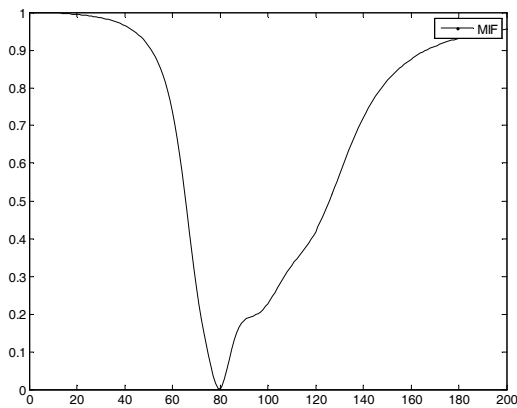


Figure 10 : MIF(H_{11})

3 Méthodologie

Afin de réduire ces effets de participation modale, on exploite les eq. (12) & (13). On définit alors un vecteur excitation *incomplet* (ou « creux ») tel qu'il puisse, selon ses coefficients, privilégier ou diminuer la réponse de certaines « familles /collections » de modes. Typiquement, on choisira de séparer les modes symétriques des modes antisymétriques (problème 1D) ou, dans le cas 3D, les modes par directions de libertés (longitudinales, transversales etc...).

Dans l'exemple précédemment cité, le choix d'un vecteur du type $\{Q'_s\} = \{q' \ 0 \ 0 \ q'\}^T$ pour les modes « symétriques » à 70 et 100 Hz et $\{Q'_A\} = \{q' \ 0 \ 0 \ -q'\}^T$ pour les modes « antisymétriques » à 80 et 125 Hz. Vecteurs qui peuvent se réécrire :

$$\{Q'_s\} = Q'_0 \{V\} \quad (19)$$

avec $\{V\}$ vecteur « creux » constitué de valeurs comprises entre 0 et 1 et impérativement $v_1=1$.

On construit ensuite la fonction de transfert composite appropriée au vecteur $\{V\}$:

$$\frac{\{P_i(\omega)\}_y}{Q'_1} = \rho \cdot \frac{1}{Q'_1} \sum_r \frac{\{\psi\}_r^T \cdot \{V\} Q'_0 \{\psi\}_r}{A_r (\omega_r^2 - \omega^2 + 2j\eta_r \omega_r \omega)} \quad (20)$$

où Q'_1 est le débit appliqué au ddl 1 et qui vaut nécessairement Q'_0 . (eq.(19)). Il vient immédiatement :

$$\frac{\{P_i(\omega)\}_y}{Q'_1} = \left[\rho \sum_r \frac{\{\psi\}_r^T \cdot \{V\}_r}{A_r (\omega_r^2 - \omega^2 + 2j\eta_r \omega_r \omega)} \right]_{n \times n} \cdot \{V\}_{n \times 1} \quad (21)$$

soit :

$$\frac{\{P_i(\omega)\}_y}{Q'_1} = [H(\omega)]_{n \times n} \{V\}_{n \times 1} \quad (22)$$

...qui n'est autre que la matrice des fonctions de transferts multipliée par le vecteur de collection ou de « pseudo-appropriation $\{V\}$ ».

Exemple 1: Fonction de transfert composite au ddl 1 sous excitation : $\{V\}_s = \{1 \ 0 \ 0 \ 1\}^T$

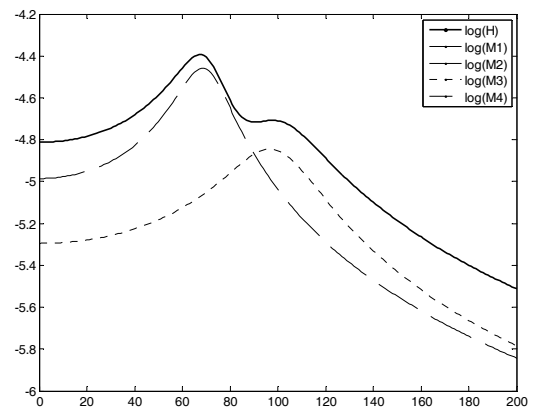


Figure 11 : log(H_{11})

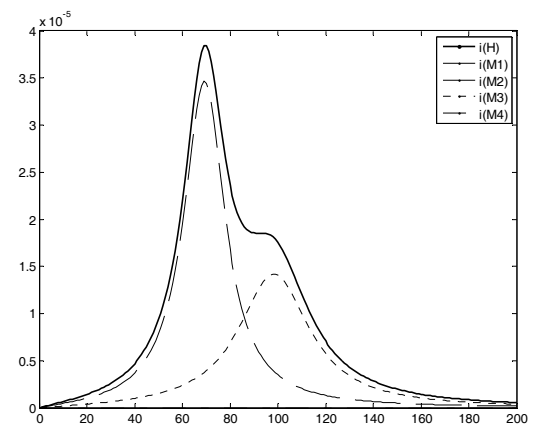


Figure 12 : Partie imaginaire de de H_{11}

	70Hz	80Hz	100Hz	125Hz
Mode 1 (70Hz)	89%	-	19,9%	-
Mode 2 (80Hz)	0%	-	0%	-
Mode 3 (100Hz)	10,9%	-	80,1%	-
Mode 4 (125Hz)	0%	-	0%	-

Tableau 2 : participations modales dans H_{11}

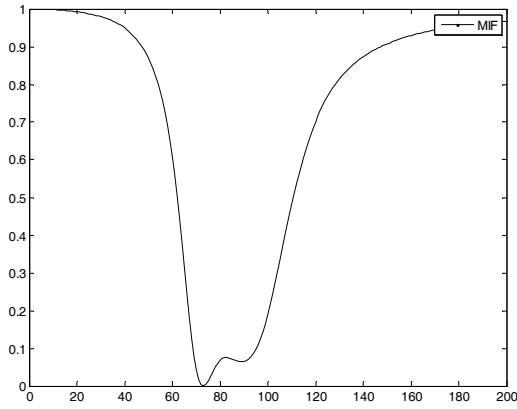


Figure 13 : MIF(H₁₁)

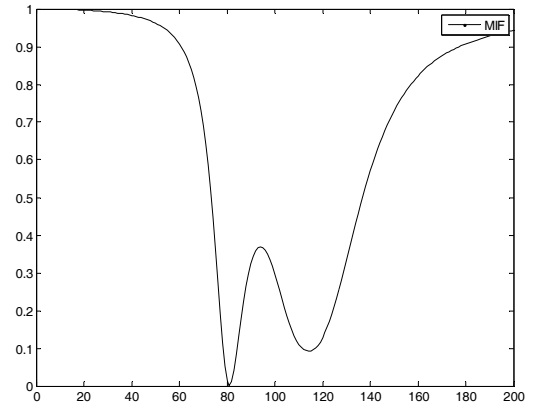


Figure 16 : MIF(H₁₁)

Exemple 2 : Fonction de transfert composite au ddl 1
 sous excitation : $\{V\}_s = \{1 \ 0 \ 0 \ -1\}^T$

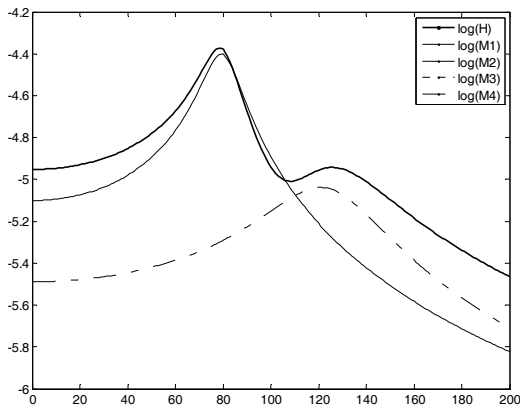


Figure 14 : log(H₁₁)

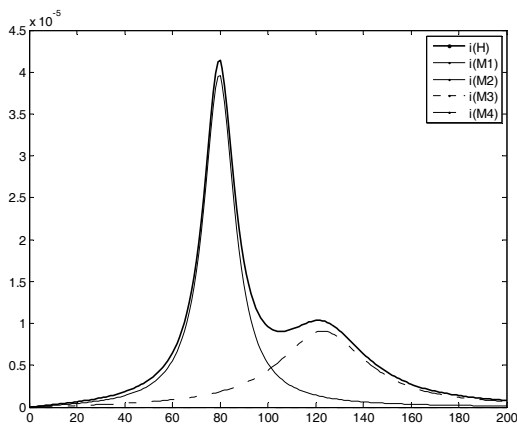


Figure 15 : Partie imaginaire de H₁₁

	70Hz	80Hz	100Hz	125Hz
Mode 1 (70Hz)	-	0%	-	0%
Mode 2 (80Hz)	-	95.5%	-	11.2%
Mode 3 (100Hz)	-	0%	-	0%
Mode 4 (125Hz)	-	4.5%	-	88.8%

Tableau 3 : Participations modales dans H₁₁

4 Application sur un véhicule

Dans la pratique, la matrice $[H]$ n'est jamais carrée, le nombre d'excitations m retenu étant bien inférieur au nombre n de ddl mesurés. On choisit alors de constituer un vecteur $\{V\}$ de taille $m \times 1$ non creux, dont les coefficients sont judicieusement choisis de manière à correspondre *globalement* à la projection d'une famille de modes de n dans m . Le corollaire important de cette méthode réside dans la nature de la matrice $[H]$: cette dernière étant constituée de vecteurs colonnes transferts sous différentes excitations statistiquement *décorrélées*, Il est permis de les considérer comme étant les vecteurs réponses équivalents sous excitations *unitaires*. Cet aspect est le point de départ des possibilités de (eq.(22)). De la sorte, des matrices préalablement constituées lors de campagnes d'essai sont exploitables *a posteriori* en appliquant des vecteurs V de collection sous réserve que les points d'excitations soient suffisamment représentatifs *qualitativement* des familles de modes à extraire. Dans le cas étudié ici, on constitue 3 familles/collections de modes à partir des 3 excitations existantes (représentées par les sphères) :

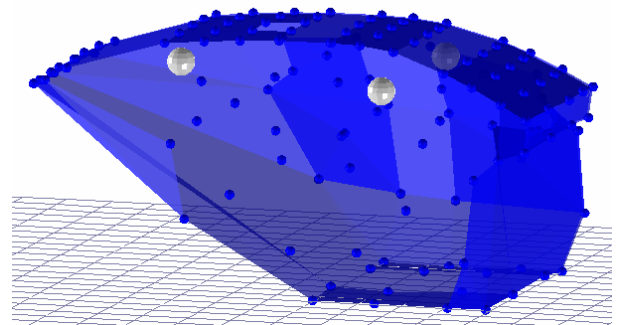


Figure 17 : maillage de mesure et points d'excitation de la cavité.(vue coté gauche véhicule)

Soit le vecteur V dont les termes correspondent géométriquement aux points d'excitation AVG/AVD/AR :

- $\{V\}_{all} = \{1 \ 1 \ 1\}$: modes en phase AV/AR véhicule
- $\{V\}_{AV/AR} = \{1 \ 1 \ -1\}$: modes en oppositions de phase AV/AR véhicule
- $\{V\}_{DR/GA} = \{1 \ 1 \ 0\}$: modes en oppositions de phases droite/gauche véhicule.

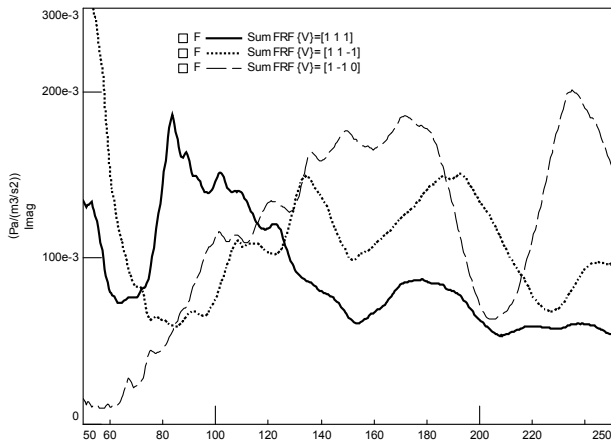


Figure 17: Somme des réponses par collections

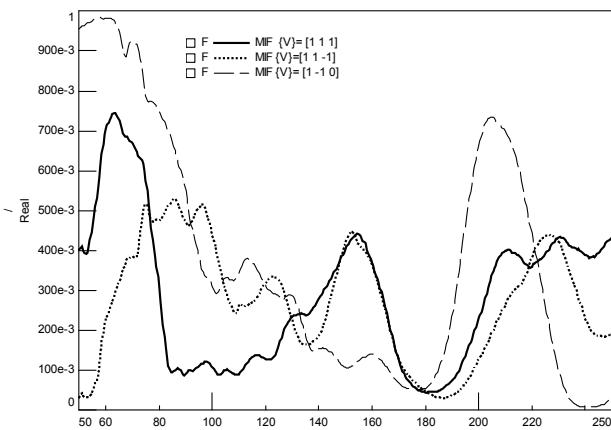


Figure 18: MIF par collections

Les vecteurs de réponse ainsi obtenus par « familles/collections » permettent d'obtenir des « champs de pression propres » beaucoup plus lisibles (voir tableau 4), contrairement à l'exploitation « brute » de la matrice $[H]$, siège de fortes participations modales :

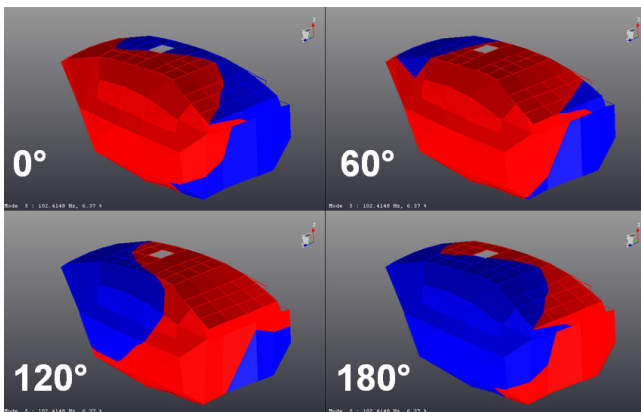
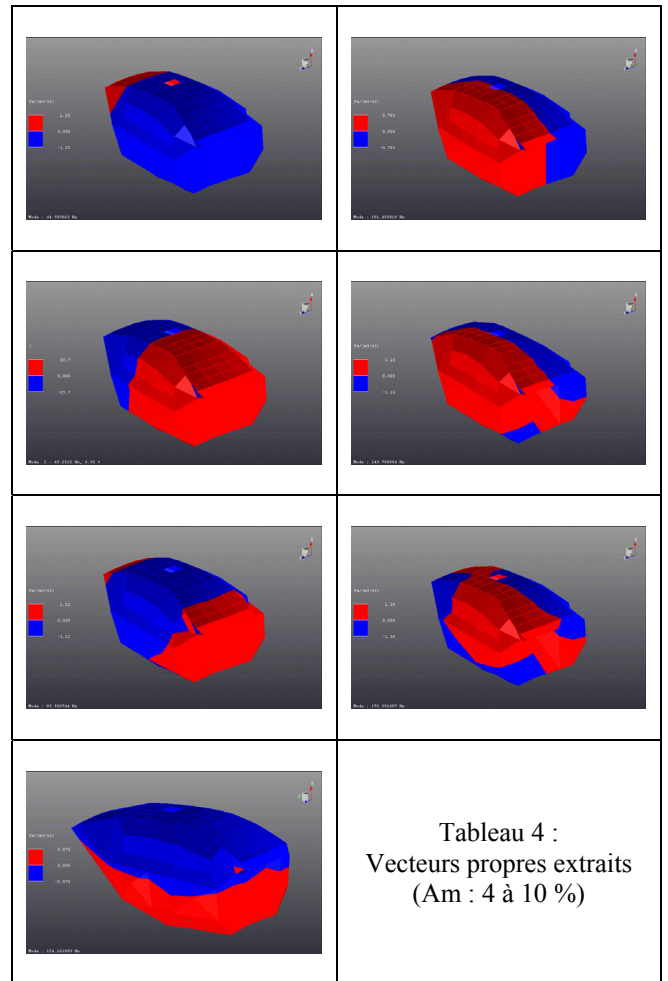


Figure 19 : variations sur un demi-cycle du mode propre à 102 Hz obtenu par exploitation directe de $[H]$.

5 Conclusions

Cette méthode (qui ne crée pas plus d'informations que celles initialement présentes dans la matrice $[H]$), permet, au prix d'une manipulation simple de données existantes, une meilleure lisibilité des modes propres en jeu, facilitant ainsi le recalage des modèles FEM de cavité associés. La seule condition de réussite de cette

méthode « *a posteriori* » est la connaissance *a priori* des formes modales (de premiers rangs) attendues.



Références

- [1] F.J. Fahy « Some applications of the reciprocity principle in experimental vibroacoustics » MAIK 2003 Nauka/Interperiodica
- [2] F.Augusztinovicz “Acoustic modal analysis” ISMA/KU Leuven proceedings
- [3] D.J Ewins “Modal Testing” Ed. Wiley Intescience
- [4] J.J. Nieter & R.Singh « Acoustic modal analysis experiment » J.Acoust. Soc. Am. 1ugust 1982