

La synthèse sonore des bruits moteur : de la pression cylindre à l'oreille

Gael Guyader,

Direction de la Recherche TCRRUC405,
Technocentre RENAULT,
1 avenue du Golf 78288 Guyancourt CEDEX,
Tél : 01 34 95 70 66,
Fax : 01 34 95 77 10,
E-mail : gael.guyader@renault.com

Nacer Hamzaoui,

Laboratoire Vibration Acoustique,
INSA Lyon,
25 bis, avenue Jean Capelle,
69621 Villeurbanne,
France,
Tél : 04 72 43 80 81,
Fax : 04 72 43 87 12,
E-mail : nacer@lva.insa-lyon.fr

Ce papier traite de la synthèse sonore des bruits rayonnés par les moteurs à combustion interne, répondant aux technologies piston/bielle. Nous allons voir comment générer les bruits rayonnés par le moteur en utilisant un processus de synthèse sonore temporelle avec comme éléments d'entrée de la synthèse les paramètres géométriques, et de fonctionnement du GMP. Basée sur une analogie physique/signal, la structure de synthèse sonore est proche du fonctionnement réel d'un GMP, ainsi chaque phase de génération du signal correspond à une réalité physique. La première étape consiste à générer les énergies primaires à l'origine du bruit. Le signal obtenu excite un banc de filtres correspondant aux fonctions de transfert entre la pression cylindre et les vibrations de la structure. La dernière étape consiste à accéder à la pression acoustique rayonnée par cette surface vibrante. Plusieurs méthodes sont possibles (formulation intégrale dans le domaine temporel, mesures par méthode inverse, tirs de rayons...) et aboutissent à l'utilisation de FRF entre la pression acoustique rayonnée au point d'écoute et le champ vibratoire. Cette approche est applicable à toute autre source vibroacoustique dont on connaît les différents transferts. Dans ce papier nous avons choisi d'exposer cette approche sur le bruit de combustion. Après une brève introduction, nous présentons les modèles utilisés pour estimer la pression cylindre, leurs transferts vibratoires vers l'enveloppe du moteur, et le rayonnement par l'approche «audio», et par une formulation intégrale simplifiée. Nous présentons les conditions expérimentales utilisées pour obtenir ces transferts.

L'idée directrice est de créer un outil numérique générant une synthèse sonore d'un moteur à combustion interne, à partir d'une variation paramétrique liée à la géométrie et au fonctionnement du GMP. Le bruit résultant dépend principalement d'un calcul de position de chaque piston à partir de l'angle vilebrequin, en utilisant les mêmes notations que Swoboda [1], Figure 1. Les utilisateurs de cet outil pourront ainsi interpréter la corrélation entre ces paramètres internes et le bruit résultant ; ils pourront percevoir et quantifier les effets d'une modification sur l'un des composants au niveau de la source ou de la structure.

Avant d'arriver à cette étape, il est nécessaire de décrire et de maîtriser les différents transferts entre la combustion et le bruit rayonné.

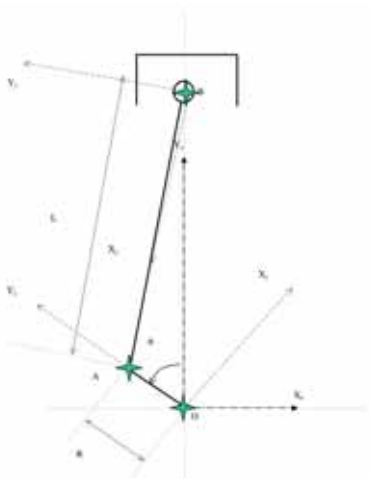


Fig. 1 : Schéma de l'ensemble piston-bielle-manivelle

La Figure 2 illustre le transfert des énergies internes du GMP jusqu'au bruit. Les énergies sont générées par divers processus (Pression cylindre, mouvements alternatifs, chocs...), qui excitent la structure et génèrent des vibrations sur l'enveloppe externe du moteur, et un bruit rayonné.

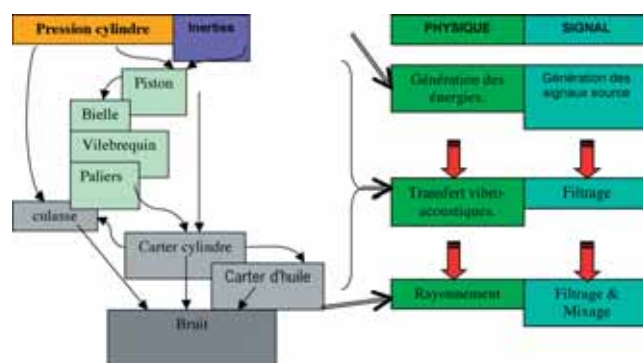


Fig. 2 : Structure de synthèse et analogie

Pression cylindre

Volumes des cylindres

Le volume instantané du cylindre est le point de départ du calcul ; il dépend des paramètres géométriques du GMP, et de la position instantanée du cylindre. A partir de l'angle vilebrequin θ et des paramètres géométriques L et R le volume instantané du cylindre est donné par :

$$(1) V(\theta) = \frac{\pi \cdot d^2}{4} * \left[(L + R) - \left(R * \cos(\theta) + L * \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{\lambda^2}} \right) \right] + V_{mort} \text{ avec } \lambda = \frac{L}{R}$$

Phase d'échappement et d'admission

Les phases d'échappement et d'admission ont pour but respectivement d'éjecter les gaz brûlés, et d'aspirer l'air frais dans les cylindres. Lors de ces phases, les soupapes d'échappement ou d'admission sont ouvertes. Néanmoins, les caractéristiques de levée de soupape et de surface ouverte maximale étant distinctes, l'admission et l'échappement ont leurs caractéristiques propres ; les gradients de température sont négligés.

Pour calculer la pression cylindre pendant ces phases, il faut estimer le débit instantané aux soupapes (noté dbi), que nous ne décrivons pas dans ce papier. Nous prenons comme convention de signe positif, le débit entrant dans le cylindre.

La pression cylindre avec échange d'énergie (écoulement par les soupapes) peut être estimée par :

$$(2) P(\theta) = \frac{P(\theta-1) \cdot V(\theta-1)}{V(\theta)} + \frac{dbi(\theta-1) \cdot V(\theta-1)}{V(\theta)}$$

Cette expression ne tient pas compte de la fréquence d'échantillonnage F_e .

Il faut multiplier le débit qui dépend du temps par le pas de calcul dont l'expression en angle vilebrequin est donnée par :

$$(3) pas = \frac{\frac{RPM * 360}{60}}{F_e}$$

Phase compression

La zone de compression est estimée par une loi de compression adiabatique simple :

$$(4) P(\theta) = \frac{P_{initial} \cdot V_{initial}}{V(\theta)}$$

Phase combustion

La phase **combustion-détente** est définie en 2 étapes.

La première étape est le calcul de la quantité de chaleur injectée (Q).

Cette quantité de chaleur est fonction de la fraction brûlée f donnée par la relation (5) :

$$(5) f(\theta) = 1 - \exp \left[-a \left(\frac{\theta - \theta_0}{\Delta\theta} \right)^{m-1} \right]$$

avec :

θ_0 : début de la combustion,
 $\Delta\theta$: durée de la combustion,
 m et a coefficients vitesse de combustion.

La quantité de chaleur est :

$$(6) Q(\theta) = Q_{inj} * f(\theta)$$

avec Q_{inj} quantité de chaleur globale.

La seconde étape est le calcul de pression cylindre. Elle s'exprime en tenant compte du dégagement d'énergie et de la compression préalable par :

$$(7) P(\theta) = \frac{P_{initial} \cdot V_{initial}}{V(\theta)} + A \cdot \frac{P_{début_comb} \cdot V_{début_comb} \cdot \frac{dQ(\theta)}{d\theta}}{V(\theta)}$$

Remarque : Cette définition de la fraction brûlée et de la quantité de chaleur correspond à une combustion de type essence. Pour modéliser une combustion de type diesel, on utilise une double loi de Wiebe, pour dissocier les 2 phases de la combustion ou une formulation «triangle» Ishihama-Sakai [4].

Les transferts

Vibratoires

Dans ce paragraphe, nous décrivons les moyens utilisés pour obtenir le champ vibratoire de l'enveloppe du moteur, à partir de la pression de combustion. Ce champ vibratoire est constitué de quelques points positionnés stratégiquement sur l'enveloppe vibrante.

Utilisation des fonctions de transfert

Nous décrivons ci-dessous, les moyens expérimentaux d'obtention des fonctions de transfert entre la pression cylindre et les vibrations de l'enveloppe. Les besoins de la synthèse sonore sont un transfert pour chaque cylindre et pour chaque point de la structure ; la bande de fréquences à considérer pour le bruit de combustion est étendue en haute fréquence (5 à 6 kHz).

Les mesures

Le protocole de mesure consiste à enregistrer des signaux accélérométriques synchrones avec les pressions cylindres (il est possible de réaliser l'enregistrement indépendamment pour chaque cylindre). Les enregistrements sont suréchantillonnés (51 200 Hz) par rapport à la bande utile Anderson-Priede [6], ainsi les repliements haute fréquence sont évités malgré le calcul sans fenêtrage.

Les mesures ont été réalisées sur banc moteur semi-anéchoïque et l'acquisition a permis de réaliser les transferts entre les 4 cylindres, 28 points de la structure, pour plusieurs cas de charge et différents régimes moteurs. Les données sont post traitées avec la méthode exposée ci après.

Post traitement : le calcul des FRF

Cette procédure est décrite dans l'article [2], nous ajoutons ici quelques éléments. La procédure consiste à découper le signal pour ne garder que les zones utiles au bruit de combustion, cf. Lalor [5]. Le découpage est illustré par la Figure 3 :

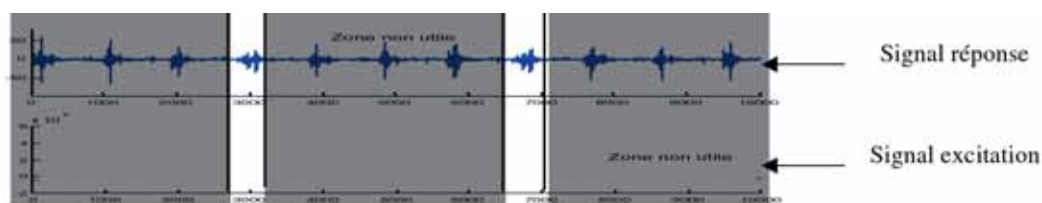


Fig. 3 : Fichiers mesurés : zones utiles

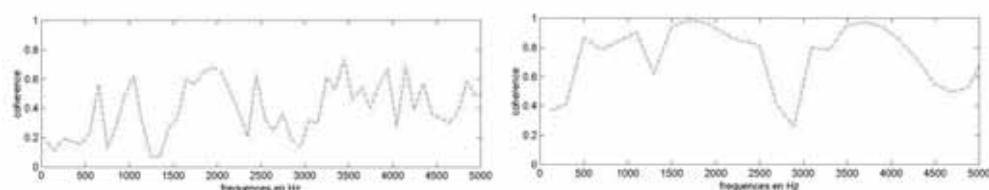


Fig. 4 : Cohérences [0, 5 000 Hz] pour 2 extractions

Le découpage est réalisé de façon automatique sur l'ensemble des fichiers en détectant les zones d'intérêt sur le signal d'excitation, dans notre cas la pression cylindre. Chaque combustion est repérée sur le signal et les instants immédiatement avant et après sont extraits du signal global. Ainsi on obtient une matrice avec toutes les combustions présentes sur le signal enregistré. On extrait ensuite des signaux des réponses vibratoires synchrones, avec les combustions afin d'obtenir la matrice de toutes les réponses. Les fonctions de réponse en fréquence sont ensuite calculées et moyennées à partir des seules zones extraites.

Les résultats dépendent du choix de la zone à extraire dans le signal ; un mauvais choix peut rendre le résultat inexploitable. La Figure 4 montre deux cohérences, entre le signal de réponse et le signal d'excitation, obtenus avec le même fichier d'origine et des paramètres d'extraction différents.

Le découpage en tronçons du fichier d'origine limite la bande fréquentielle d'analyse en basse fréquence. Pour illustrer cette limitation, nous prenons l'exemple suivant : Soit un régime moteur (rpm) fixé à 1 000 tours/min et une zone extraite correspondant à $\Delta\theta = 360^\circ$ de vilebrequin.

Nous avons des échantillons de durée :

$$(8) t = (60/\text{RPM}) \cdot (\Delta\theta/360),$$

soit 0,06 secondes pour l'exemple choisi ; la fréquence minimale contenue dans l'échantillon est donc égale 16 Hz. La limite haute fréquence dépend surtout de la fréquence d'échantillonnage du signal temporel enregistré.

Les filtres

L'utilisation de FRF construite dans le domaine fréquentiel ne peut pas être directement exploitable dans un processus de synthèse temporelle ; nous devons adapter les transferts pour une utilisation type audio. Ce type de démarche est décrit dans plusieurs ouvrages de traitement du signal dont celui de Bellange [1]. En haute fréquence, les FRF mesurées contiennent des contributions induites par d'autres sources que celle due à la combustion (Thien [7]) ; pour notre cas, nous limitons la plus haute fréquence à 5 000 Hz.

Ces fonctions de transfert sont identifiées à des filtres iir ou fir. La qualité (ou ordre) des filtres influe grandement sur la capacité du filtre à coller sur la FRF donnée et sur les temps de calcul nécessaires.

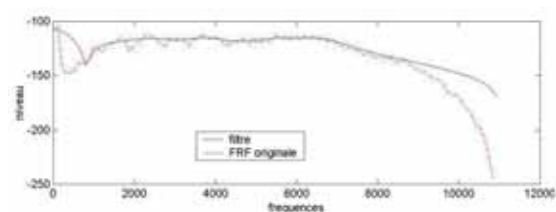


Fig. 5 : Filtre iir ordre 10

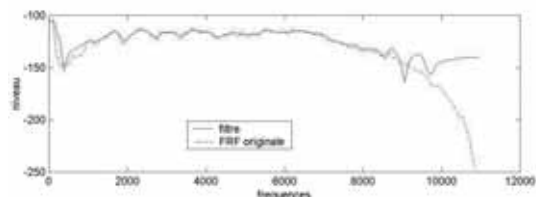


Fig. 6 : filtre iir ordre 40

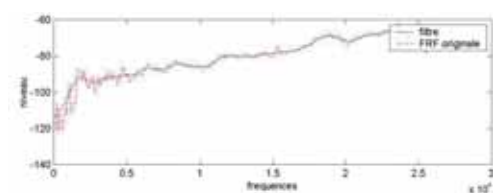


Fig. 7 : Filtre fir ordre 99

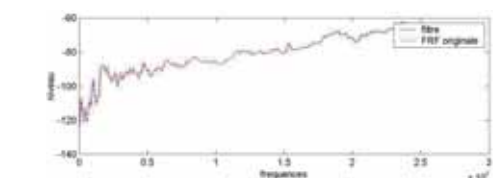


Fig. 8 : Filtre fir ordre 999

Les figures 5 à 8, présentent quelques exemples de confrontations entre FRF et filtres d'ordres différents.

L'utilisation des filtres iir qui sont limités en ordre, est plus efficace pour une bande fréquentielle réduite. Avec les filtres fir, on peut améliorer la précision en haute fréquence en utilisant des ordres plus élevés, mais qui nécessitent plus de temps de calcul.

Le calcul

Les fonctions de transfert entre le cylindre 1 et le point 1 sont notées :

$$\left(\frac{\gamma}{P} \right)_{\text{cyl1} \rightarrow \text{P1}}$$

Les vibrations du point P1 excité par la pression dans le cylindre 1 :

$$(9) \quad \gamma_{\text{cyl1} \rightarrow \text{P1}} = P_{\text{cyl1}} * \left(\frac{\gamma}{P} \right)_{\text{cyl1} \rightarrow \text{P1}}$$

Les vibrations du point P1 excité par la pression dans tous les cylindres :

$$(10) \quad \gamma_{\text{P1}} = \sum_n^{1 \rightarrow \text{ncyl}} P_{\text{cyl}_n} * \left(\frac{\gamma}{P} \right)_{\text{cyl}_n \rightarrow \text{P1}}$$

On généralise pour tous les cylindres et tous les points, pour obtenir :

$$(11) \quad \gamma_{\text{P}_m} = \sum_n^{1 \rightarrow \text{ncyl}} P_{\text{cyl}_n} * \left(\frac{\gamma}{P} \right)_{\text{cyl}_n \rightarrow \text{P}_m}$$

* : produit de convolution

A ce stade les éléments calculés sont les pressions dans chaque cylindre, et les vibrations de la structure causées par les (ncyl) cylindres.

Rayonnement acoustique

Utilisation des fonctions de transfert

Les fonctions de transfert entre les vibrations et le point d'écoute peuvent être issues de différents enregistrements mesurés ou estimés par un calcul. Quelque soit le mode d'obtention des transferts, le gabarit fréquentiel est identifié aux coefficients d'un filtre d'ordre déterminé (voir § Les filtres). Ces fonctions de transfert sont représentées par :

$$\left(\frac{P_{\text{acoustique}}}{\gamma_{\text{P}_m}} \right)_{\text{P}_m \rightarrow \text{mic}}$$

Le rayonnement acoustique est effectué sur le même principe que les transferts vibratoires, et la contribution de chaque point de la structure est calculée séparément puis sommée avec les contributions des autres points. L'équation suivante donne une expression complète de la pression acoustique générée par les pressions cylindres :

$$(12) \quad P_{\text{acoustique}} = \sum_m^{1 \rightarrow N_p} \left[\left(\sum_n^{1 \rightarrow \text{ncyl}} P_{\text{cyl}_n} * \left(\frac{\gamma}{P} \right)_{\text{cyl}_n \rightarrow \text{P}_m} \right) * \left(\frac{P_{\text{acoustique}}}{\gamma_{\text{P}_m}} \right)_{\text{P}_m \rightarrow \text{mic}} \right]$$

Utilisation d'une formulation intégrale simplifiée

Le principe de ce calcul temporel de la pression acoustique rayonnée par une enveloppe fermée, est basé sur la formulation intégrale utilisant la fonction de Green tridimensionnelle en champ libre. A partir de la connaissance des accélérations vibratoires normales en tout point M0 de l'enveloppe vibrante, on peut exprimer la pression acoustique rayonnée en tout point M, extérieur à la surface vibrante par :

$$(13) \quad P(M, t) = \int_0^t \iint_S \left[P(M_0, \tau) \frac{\partial G(M, M_0, t')}{\partial n} - \frac{\partial P(M_0, \tau)}{\partial n} G(M, M_0, t') \right] dS(M_0) d\tau$$

où n est le vecteur normale extérieure en tout point M0, t'est la différence de temps (t-τ).

En utilisant la fonction de Green :

$$G(M, M_0, t') = \frac{1}{4\pi r} \delta \left(\frac{r}{c} - t' \right)$$

on obtient :

$$(14) \quad P(M, t) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \left[\frac{\partial r}{\partial n} \left[\frac{1}{r^2} P(M_0, t_r) + \frac{1}{rc} \frac{\partial P(M_0, t_r)}{\partial n} \right] - \frac{1}{r} \frac{\partial P(M_0, t_r)}{\partial n} \right] dS(M_0)$$

avec :

$$t_r = t - \frac{r}{c}$$

Pour résoudre cette intégrale, il faut d'abord déterminer la pression pariétale et sa dérivée temporelle sur l'enveloppe vibrante, ce qui amplifie considérablement les temps de calculs. Nous utilisons une approche simplifiée proposée par Hamzaoui-Boisson [8] qui évite la résolution de l'équation intégrale pour obtenir les pressions pariétales. L'équation intégrale devient une simple sommation de sources monopolaires et dipolaires simplifiées.

Ces simplifications sont basées sur l'utilisation :

- de la dynamique des fluides incompressibles aux basses fréquences, c'est-à-dire lorsque la longueur d'onde acoustique est prépondérante devant la plus grande dimension de la structure ($\lambda \gg L$).
- de l'impédance d'une onde sphérique en champ lointain ou aux hautes fréquences lorsque $(kr)^2 \gg 1$.

Si L est la plus grande dimension de la structure, r la distance entre le point d'écoute et les points sources M0 de la structure, ΔS_m la surface élémentaire associée à chaque accélération vibratoire en M0, et ϑ l'angle entre la normale extérieure en M0 et le vecteur $\vec{M_0M}$, la formulation de ces simplifications est résumée ci-dessous :

Aux basses fréquences

Dans ce cas, la pression au point d'écoute M est donnée par :

$$(15) \quad P_b(M, t) \approx \sum_{i=1}^N \frac{\rho_0}{4\pi r_i} \left[\left[\frac{L}{r_i} \cos(\theta_i) + 1 \right] \gamma_n(M_i, t_n) + \frac{L}{c} \dot{\gamma}_n(M_i, t_n) \cos(\theta_i) \right] \Delta S_i$$

respectant :

$$f \ll \frac{c}{L}$$

Aux hautes fréquences

La pression au point d'écoute M est exprimée par :

$$(16) \quad P_h(M, t) \approx \sum_{i=1}^N \frac{\rho_0}{4\pi r_i} \left[\cos(\theta_i) + 1 \right] \gamma_n(M_i, t_n) \Delta S_i$$

Cette approximation est valable pour les fréquences respectant :

$$f \gg \frac{c}{2\pi r_{\min}}$$

$r_{\min}$ est la distance minimale entre le point d'écoute et un point M_0 de l'enveloppe vibrante.

La pression acoustique rayonnée est donc obtenue par :

$$(17) \quad P(M, t) = P_b(M, t) \text{ filtrée } [0 \rightarrow c/L] + P_h(M, t) \text{ filtrée } [c/2\pi r_{\min} \rightarrow F_{\max}]$$

où la fréquence $F_{\max}$ est estimée dans notre cas, entre 5 et 6 kHz.

Le choix de $r_{\min}$ est très important pour le respect des conditions d'applications de ces simplifications.

Quelques résultats

Les résultats que nous avons choisis de présenter dans ce papier concernent la partie calcul des cycles de pression cylindre, et la pression acoustique calculée par l'utilisation des filtres type audio.

Nous retrouvons bien les phases de fonctionnement d'un GMP, comme le décrit la figure 9a, qui présente les variations de l'ouverture des soupapes, la génération des débits et la pression cylindre en fonction de l'angle vilebrequin pendant un cycle. Sur 720 degrés la pression subit les effets de chaque événement.

Pendant la phase d'échappement (1) la pression cylindre reste basse malgré le mouvement du piston réduisant le volume dans le cylindre, par contre le débit aux soupapes est fortement négatif (écoulement de l'intérieur vers l'extérieur). Lorsque la soupape d'échappement se referme,

la pression cylindre monte immédiatement pas compression du « résidu » présent dans le cylindre. Ce reste crée à l'ouverture de la soupape d'admission un refoulement (3) d'une partie des gaz avant l'aspiration d'air frais. L'air frais accumulé dans le cylindre pendant la phase d'admission est ensuite comprimé avant la combustion (3). La pression maximale va donc dépendre non seulement du facteur de compression mais également de la quantité d'air aspiré dans la phase précédente. Ensuite la combustion prend place dans le cylindre créant une augmentation rapide de la pression cylindre avant la détente (4).

Le comportement sur plusieurs cycles va conditionner la stabilité de la modélisation et la possibilité de réaliser des synthèses sonores de longue durée. Les éléments suivants sont donc à prendre en considération :

- La combustion ajoute de l'énergie dans le cycle, elle doit être équilibrée par l'échappement.

- L'admission doit aspirer suffisamment d'air pour permettre d'atteindre une pression maximale dans l'ordre de grandeur attendue.

Utilisant les données géométriques réelles d'un GMP, le modèle donne des résultats corrects par rapport à la réalité. Le calcul s'autoalimente avec les données finales de chaque cycle, pour le suivant, comme le montre la figure 9b avec les 7 cycles consécutifs.

Pour la pression acoustique, la figure 10a montre un exemple de résultat obtenu avec cette synthèse sonore, et comparé avec un spectre mesuré ; nous avons pris arbitrairement le choix de recaler les courbes sur l'harmonique 2. Notre attente n'est pas d'obtenir deux spectres identiques car le spectre mesuré est « pollué » par toutes les sources internes et externes du moteur alors que le spectre de synthèse ne contient que la composante combustion.

Les conditions de mesures sont un enregistrement microphonique au ralenti (800 rpm environ) sur un moteur diesel monté sur véhicule.

Le calcul de la pression cylindre prend comme données d'entrée, les caractéristiques géométriques des piston, bielles, vilebrequin, soupapes ainsi que les angles caractéristiques d'admission, d'échappement, et de combustion du moteur choisi pour les mesures. Nous utilisons pour les transferts

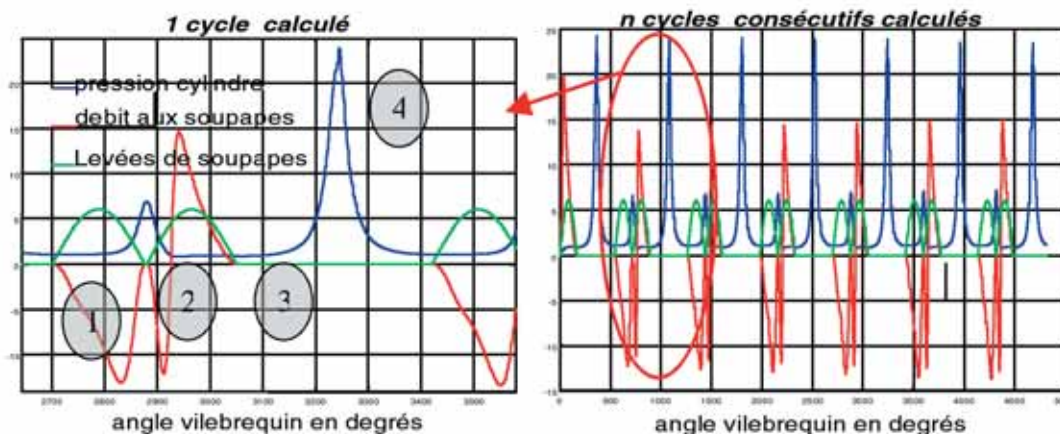


Fig. 9 : a : Cycles calculés

b : Plusieurs cycles calculés

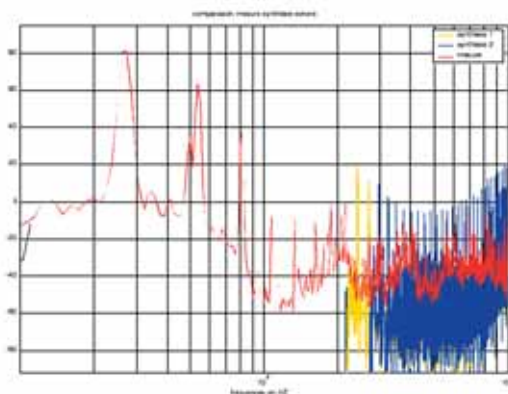
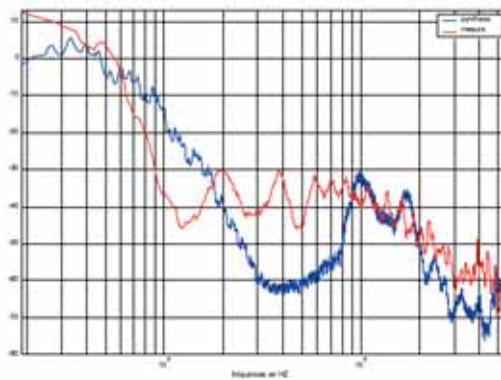


Fig. 10.a : Spectre de pression calculé et mesuré en fonction de la fréquence



b : Fond de spectre (lissage) du calcul et de la mesure en fonction de la fréquence

vibroacoustiques des FRF obtenues à l'aide de mesures sur banc, les fichiers étant post traités et identifiés à des filtres iir. Le rayonnement est fait par filtrage à l'aide de filtres fir déduits de FRF mesurées sur un GMP monté sur véhicule. Le spectre issu de la synthèse sonore possède toutes les composantes fréquentielles d'un spectre mesuré, mais les niveaux relatifs de chaque harmonique ne correspondent pas avec le spectre mesuré. Les sources non synthétisées sont présentes dans le bruit mesuré et influent sur les niveaux. La présence d'une grande partie de l'énergie acoustique sur les harmoniques de la rotation de vilebrequin est un résultat conforme à nos attentes ; de plus la présence de toutes les harmoniques et la décroissance des niveaux de chaque harmonique paire supérieure au H2 donne une allure comparable au spectre mesuré. En observant les fonds de spectre, la tendance du spectre de synthèse reste acceptable comme le montre la Figure 10 b ; les différences observées peuvent provenir des hypothèses des modèles, le nombre de transferts, l'identification des filtres... mais la raison principale est la présence de toutes les sources dans la mesure et uniquement de la combustion pour la synthèse.

Conclusions et perspectives

Dans ce papier, nous avons présenté une démarche permettant de construire des fichiers de synthèse sonore intégrant les paramètres géométriques et de fonctionnement d'un GMP ; elle est basée sur l'utilisation :

- de fonctions de transferts entre les vibrations de l'enveloppe et les pressions de combustion pour accéder aux vibrations,
- d'une formulation intégrale simplifiée dans le domaine temporel, pour accéder au rayonnement acoustique en tout point de l'environnement,
- ou bien des fonctions de transferts acoustique/vibrations obtenues par la mesure.

Un outil de génération de synthèse sonore a été mis au point avec le souci d'interactivité et de réalisme sonore. L'utilisation d'approches simplifiées améliore cette interactivité et favorise la possibilité de prendre en compte les hautes fréquences. Dans les exemples présentés, la combustion est la seule source primaire prise en compte dans la synthèse ; la

comparaison spectrale avec des mesures issues d'un moteur n'est pas encore parfaite, mais les résultats obtenus sont encourageants, pour la suite de ce travail.

Elle concernera principalement l'intégration d'autres sources vibroacoustiques (efforts d'inerties, chocs internes...) dans la démarche présentée, ainsi que l'évaluation des 2 étapes présentées (transfert pression cylindre - vibration enveloppe, et transfert vibrations - bruit extérieur) par rapport à des mesures sur banc moteur. L'évaluation de la perception sonore de la synthèse par rapport à la mesure, sera effectuée grâce à la méthode de comparaison par paires, en terme de ressemblance.

Références bibliographiques

- [1] M. Bellanger, Traitement numérique du signal théorie et pratique, DUNOD, Paris 1998, ISBN210004186X
- [2] G. Guyader*, B. Saint-Loubry*, N. Hamzaoui**, C. Boisson** - Sound synthesis of combustion noise for a perceptive evaluation - *Renault Guyancourt, France. ** INSA Lyon France, Proc. ICA2001 Rome Italie
- [3] B. Swoboda, Mécanique des moteurs alternatifs, 1984, Editions Technip et IFP ISBN 2.7 108-0458-1
- [4] M. Ishihama, Y sakai, Automotive engine sound creation by specifying a small number of parameters. kanagawa institute of technology, internoise 2000, Nice France vol 1 pp422-426
- [5] N. Lalor, ISVR Southampton, Mechanical noise, conférence réduction du bruit des moteurs thermiques 07 à 09/11/1978
- [6] D. Anderson, T. Priede, ISVR Southampton, Combustion noise and its control, conférence réduction du bruit des moteurs thermiques 07 à 09/11/1978
- [7] GE. Thien, AVL austria, HA. Fachbach, Design concepts of diesel engines with low noise emission, SAE 750838.
- [8] N. Hamzaoui, C. Boisson, Calcul du rayonnement acoustique par une méthode intégrale simplifiée. Rapport final 5951555-5951556, convention INSA/INRS, juin 1996.