

**Mesure des bas nombres d'onde dans un champ de pressions  
pariétales turbulentes par une méthode inverse basée sur  
l'acquisition en 13 points des vibrations induites par l'écoulement**

D. Lecoq, C. Pézerat et J.-H. Thomas

LAUM - Université du Maine, avenue Olivier Messiaen, 72085 Le Mans Cedex 9, France  
charles.pezerat@univ-lemans.fr

Le but de cette étude est de proposer une méthode permettant de mesurer des sources aéroacoustiques responsables du bruit à l'intérieur d'un véhicule en particulier dans les bas nombres d'onde pour les écoulements à faible nombre de Mach. Il est proposé de réaliser cette identification à l'aide d'une méthode inverse en calculant la pression pariétale à partir de mesures vibratoires. Le premier cas étudié est la simulation d'une plaque excitée par une couche limite turbulente constituée d'une partie aérodynamique et d'une composante acoustique qui a une amplitude beaucoup plus faible. La seconde est une expérimentation en soufflerie où la structure est excitée par un écoulement décollé généré par une marche montante et par une source acoustique externe. Dans les deux cas, même si l'excitation comporte une partie aérodynamique très élevée, les résultats montrent que la méthode inverse identifie les bas nombres d'onde de l'excitation qui peuvent être associés à la composante acoustique dans certaines configurations.

## 1 Introduction

Parmi les bruits internes dans les automobiles, les bruits aérodynamiques sont des bruits importants qui commencent à dominer lorsque le véhicule possède une vitesse supérieure à 100 km/h. Ces bruits sont issus des turbulences sur la surface externe de la structure qui peuvent être dues aux couches limites turbulentes ou à des écoulements décollés à l'arrière d'irrégularités de structure ou de présences d'obstacles dans le flux (rétroviseur par exemple). L'étude des bruits aérodynamiques constitue un problème aéroacoustique et vibroacoustique puisqu'il concerne des fluctuations de pression dans un écoulement, des vibrations et du rayonnement acoustique de la structure. Ce type de problème est alors assez complexe et il est habituellement simplifié par l'utilisation de modèles empiriques de sources aéroacoustiques que l'on considère non influencées par la vibration de la structure (couplage fluide-structure faible). Ces modèles fournissent des gabarits d'autospectres et d'interspectres en nombres d'ondes que l'on injecte dans un calcul vibratoire sous excitations aléatoires. Le rayonnement dans l'habitacle résulte alors de calculs standards en vibroacoustique. Dans le cas de couches limites turbulentes, les modèles de sources les plus connus et les plus utilisés sont les modèles de Corcos [1] et de Chase [2]. Le premier a l'avantage d'être très simple mais ne modélise que l'effet de convection, c'est-à-dire les fluctuations de pression des turbulences qui se propagent sur la surface de la structure. Le deuxième est plus complexe et possède l'avantage de prendre en compte la compressibilité du fluide ce qui induit la présence de pressions acoustiques engendrées par les turbulences (composante acoustique). Ces modèles empiriques nécessitent de régler des paramètres que l'on identifie par la mesure.

Physiquement, les composantes aérodynamique (fluctuation de pression des turbulences) et acoustique (pressions acoustiques engendrées par les turbulences) ne se situent pas dans les mêmes régions en nombres d'onde. En effet, la composante aérodynamique possède une énergie importante autour du nombre de convection  $k_{conv} = \frac{\omega}{U_{conv}}$  où  $\omega$  représente la pulsation et  $U_{conv}$  la vitesse des turbulences, alors que la composante acoustique est localisée en dessous du nombre d'onde acoustique

$k_{ac} = \frac{\omega}{c}$ ,  $c$  représentant la vitesse du son (très supérieure à  $U_{conv}$ ). Par ailleurs, la composante aérodynamique possède une amplitude très importante lorsqu'on la compare à la composante acoustique ce qui rend très difficile l'identification de la composante acoustique dans les bas

nombres d'onde. Comme le montre la figure 1, les modèles empiriques existant dans la bibliographie se contredisent dans cette région des bas nombres d'onde.

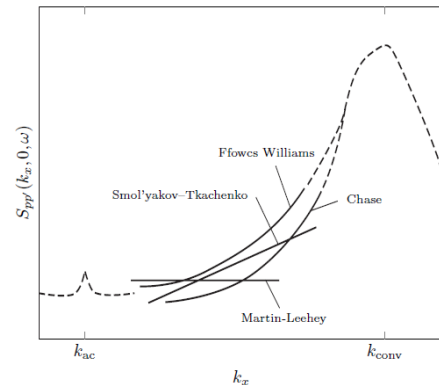


Figure 1 : modèles d'interspectres donnés par Borisyuk et Grichenko [3].

Or, la connaissance des bas nombres d'onde est primordiale dans l'appréhension du bruit dans l'habitacle des véhicules. En effet, dans le cas de vitrages ou de tôles de carrosserie, les nombres d'onde de flexion se situent dans la région des bas nombres d'onde. Par effet de coïncidences spatiales, les bas nombres d'onde de l'excitation ont alors une très grande importance sur le bruit émis.

La possibilité d'identifier précisément et expérimentalement ces bas nombres d'onde dans l'excitation constitue ainsi un challenge. A l'aide de mesures réalisées sur parois bloquées en soufflerie, B. Arguillat [4] a pu montrer une différence de l'ordre de 20 dB entre les deux composantes. La méthode entreprise repose sur l'utilisation de Transformées de Fourier spatiales qui nécessite des expérimentations longues et difficiles à cause du nombre de points de mesure nécessaire.

Plus récemment, l'idée d'utiliser des mesures vibratoires pour remonter aux excitations a été entreprise [5]. Il s'agissait alors de l'utilisation de la méthode RIFF (Résolution Inverse Filtrée Fenêtrée), dont les premiers résultats semblaient démontrer l'identification de composantes acoustiques liées aux modes propres acoustiques de veine de soufflerie, pourtant invisibles dans des mesures directes de pression en parois.

Dans cette étude, nous proposons une adaptation de la méthode RIFF à l'identification de la pression pariétale dans les bas nombres d'onde. Deux post-traitements sont proposés dont les différences peuvent renseigner sur la nature de l'excitation identifiée, en particulier si le résultat

obtenu peut être associé à la composante acoustique de l'excitation dans une gamme de fréquence bien précise.

L'article s'articule en deux parties. La première partie décrit brièvement la méthode inverse entreprise et les deux post-traitements proposés. Dans la deuxième partie, on traite deux cas : le premier est une simulation où l'excitation est une couche limite turbulente provenant d'une synthèse mélangeant les composantes acoustique et aérodynamique, le deuxième cas est celui d'un écoulement décollé à l'arrière d'une marche montante qui a fait l'objet d'une expérimentation en soufflerie.

## 2 Résolutions inverses vibratoires

### 2.1 Méthode RI

La méthode RI (Résolution Inverse) consiste à calculer la distribution de force excitatrice à partir de l'équation du mouvement de la structure. Dans le cas d'une plaque en flexion et en régime harmonique à la pulsation  $\omega$ , cette équation est la suivante :

$$D \nabla^4 w - \rho h \omega^2 w = p(x, y, \omega), \quad (1)$$

avec  $D$  la rigidité,  $\rho$  la masse volumique,  $h$  l'épaisseur de la plaque,  $w$  le déplacement transverse et  $p$  la pression excitatrice recherchée.

La méthode RI consiste simplement à calculer  $p$  à partir de la mesure de  $w$ . Les dérivées spatiales de  $w$  sont alors approximées par des différences finies [6]. Dans le cas d'une plaque, le calcul de l'excitation en un point nécessite alors la mesure de 13 points vibratoires autour du point d'excitation.

Comme montrée en [6], l'approximation des dérivées quatrièmes pose des difficultés de stabilité vis-à-vis des erreurs de mesure. Un des moyens de régulariser la méthode est d'utiliser un fenêtrage spatial et un filtrage passe-bas en nombre d'onde [6]. Il s'agit de la méthode RIFF standard, qui a fait l'objet de nombreuses études depuis 1996. L'inconvénient principal du filtrage en nombre d'onde est qu'il nécessite une identification de l'effort en un nombre de points suffisamment grand pour pouvoir appliquer le filtrage. Un autre moyen est celui d'exploiter le filtrage naturel de la discrétisation par différences finies en écartant les capteurs judicieusement [7]. En effet, l'erreur associée à la méthode RI dans le domaine des nombres d'onde peut être définie par :

$$H^{\text{RI}}(k_x, k_y, \omega) = \frac{p^{\text{RI}}(k_x, k_y, \omega)}{p^{\text{exact}}(k_x, k_y, \omega)} = \frac{\kappa_{2D}^4 - k_f^4}{(k_x^2 + k_y^2)^2 - k_f^4}, \quad (2)$$

$$\text{avec } \kappa_{2D}^4 = \frac{4(1-X)^2 + 4(1-Y)^2 + 8(1-X)(1-Y)}{\Delta^4},$$

$X = \cos(k_x \Delta)$ ,  $Y = \cos(k_y \Delta)$  et  $\Delta$  l'écartement constant entre les capteurs selon les axes  $x$  et  $y$ .

Cette erreur surestime grandement la reconstruction de l'effort autour du nombre d'onde de flexion de la structure  $k_f$ , mais elle la sous-estime dans les hauts nombres d'onde.

La figure 2 montre par exemple le filtre 2D que l'on obtient dans le domaine des nombres d'onde lorsque l'écartement est choisi de façon à avoir cinq capteurs par longueur d'onde. On peut alors profiter de l'aspect de filtre passe-bas en nombre d'onde, à condition que la distribution de force excitatrice ne contienne pas d'informations proches du nombre d'onde de flexion  $k_f$  où le résultat est grandement surestimé.

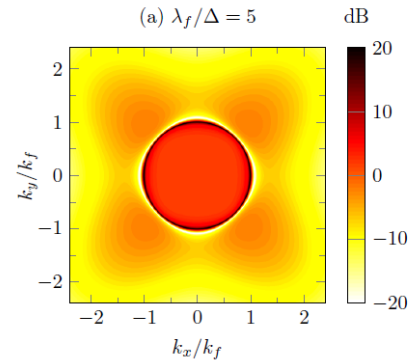


Figure 2 : erreur introduite par le schéma aux différences finies RI dans le domaine des nombres d'onde. Cas où l'écartement correspond à 5 points par longueur d'onde.

### 2.2 Méthode RIC

Dans l'article [7], une adaptation de la méthode RI est proposée. Il s'agit de la méthode RIC (Résolution Inverse Corrigée) qui consiste à modifier le schéma aux différences finies pour minimiser l'effet d'amplification au nombre d'onde de flexion. Dans le cas des plaques, on peut, par exemple, choisir d'introduire deux coefficients dans le schéma de façon à égaliser le pôle et la racine de l'équation (2) pour  $(k_x=0, k_y)$  et  $(k_x, k_y=0)$ . Ces coefficients peuvent être calculés analytiquement. Le nouveau schéma est donné dans [7].

Comme le montre la figure 3, l'erreur associée à ce schéma est fortement réduite sur le cercle de rayon  $k_f$  et l'effet du filtrage reste valide. La méthode RIC constitue alors un moyen d'identifier la distribution de force en un point sans avoir à utiliser un filtrage passe-bas en post-traitement.

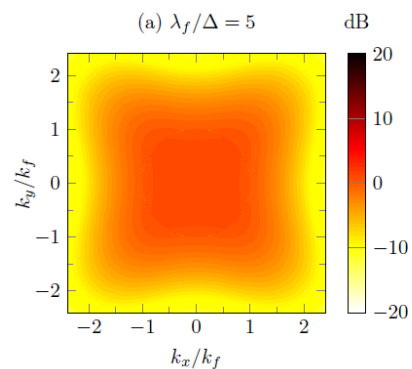


Figure 3 : Erreur introduite par le schéma aux différences finies RIC dans le domaine des nombres d'onde. Cas où l'écartement correspond à 5 points par longueur d'onde.

### 2.3 Différence RI/RIC

La figure 4 montre la différence entre les deux filtres correspondants aux figures 2 et 3. Il est clair que cette différence est concentrée autour du cercle de rayon  $k_f$ . Ainsi, si les résultats obtenus par RI et RIC diffèrent

beaucoup, on peut affirmer que la distribution de force recherchée contient une information à  $k_f$ . Même si l'identification a lieu en un seul point, on peut avoir alors une information restreinte dans le domaine des nombres d'onde puisque l'on peut savoir si la distribution de force excitatrice possède ou ne possède pas d'énergie à  $k_f$ .

Dans la suite de l'étude, en plus des résultats que l'on obtient par la méthode RIC, on propose d'observer la différence entre les résultats obtenus par la méthode RI et la méthode RIC de façon à avoir un renseignement sur la potentialité d'avoir une excitation coïncidente avec le nombre d'onde de flexion de la structure.

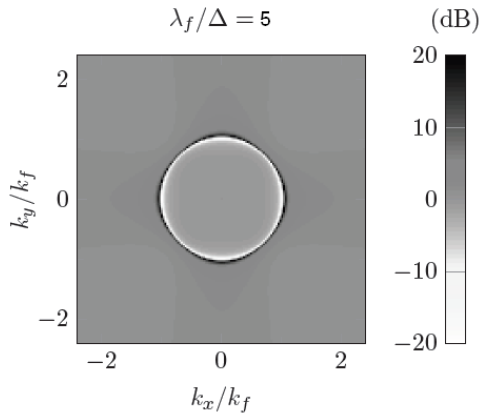


Figure 4 : différence entre les filtres RIC et RI (calculée sous la forme  $H^{RI}/H^{RIC}$ ) dans le domaine des nombres d'onde. Cas où l'écartement correspond à 5 points par longueur d'onde.

### 3 Applications

#### 3.1 Simulation : cas d'une couche limite turbulente

##### 3.1.1 Simulation de l'excitation

La méthode RIC est testée dans le cas d'une simulation d'une couche limite turbulente. Cette dernière est réalisée à partir de la synthèse de signaux temporels définis sur un maillage spatial, de façon à respecter un gabarit d'autospectre de Goody [8] et d'interspectres correspondant à un modèle Corcos [1] auquel on ajoute un champ diffus [4]. Ce gabarit a donc pour expression :

$$S_{pp}(r_x, r_y, \omega) = S_{pp}(\omega) \left( e^{-\frac{\omega |r_x|}{\alpha_x U_{\text{conv}}}} e^{-\frac{\omega |r_y|}{\alpha_y U_{\text{conv}}}} e^{j\omega \frac{r_x}{U_{\text{conv}}}} + A \text{sinc}(k_x \sqrt{r_x^2 + r_y^2}) \right); \quad (3)$$

où le coefficient  $A$  représente la relation entre le niveau de la composante acoustique et celui de la partie aérodynamique. Sa valeur a été fixée à 0.05, conformément aux résultats des travaux de B. Arguillat [4]. L'expression de  $S_{pp}(\omega)$  vient du modèle de Goody qui s'exprime par :

$$S_{pp}(\omega) = \frac{3\tau_w^2 \left(\frac{\omega \delta}{U_\infty}\right)^2}{U_\infty \left[ \left[ 0.5 + \left(\frac{\omega \delta}{U_\infty}\right)^{0.75} \right]^{3.7} + \left[ 1.1 \text{Re} e^{-0.57 \left(\frac{\omega \delta}{U_\infty}\right)} \right]^7 \right]}$$

où les paramètres et leurs valeurs sont définis dans le tableau 1. La plupart de ces paramètres sont issus des données répertoriées par Hwang [9], les coefficients  $\alpha_x$  et  $\alpha_y$  sont donnés dans la littérature [1, 6, 36].

Tableau 1: Paramètres de l'écoulement.

vitesse de l'écoulement	$U_\infty = 50 \text{ m/s}$
vitesse de convection	$U_{\text{conv}} = 35 \text{ m/s}$
contrainte de cisaillement	$\tau_w = 3 \text{ N/m}^2$
coefficients de Corcos	$\alpha_x = 8, \alpha_y = 1$
épaisseur de couche limite	$\delta = 11.4 \text{ cm}$

La méthode de synthèse utilisée repose sur l'utilisation d'une décomposition de Cholesky exposée par exemple dans l'article [9]. Les valeurs numériques des paramètres spatiaux et temporels de la synthèse sont indiquées dans le tableau 2.

Tableau 2: paramètres spatiaux et temporels de la synthèse.

Dimensions	$L_x = L_y = 0.5 \text{ m}$
Fréquence d'échantillonnage	$f_e = 4 \text{ kHz}$
Discrétisation	$\Delta_x = \Delta_y = 0.4 \text{ m}$
Nombre d'échantillons	$N = 1000$

Un exemple de spectres en nombre d'onde calculés à 1 kHz à partir des signaux temporels synthétisés est montré en figure 2.4. Ils correspondent bien au modèle de l'Eq. (3).

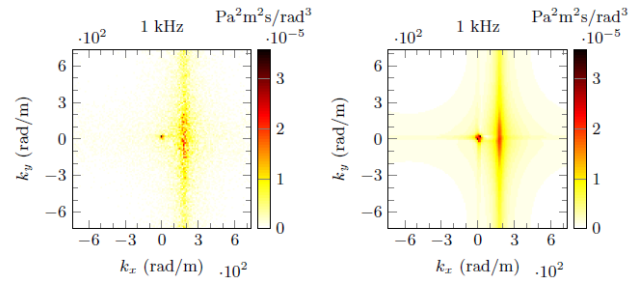


Figure 5 : Spectres en nombre d'onde de la pression pariétale. A gauche : obtenu à partir de pressions synthétisées. A droite : modèle de gabarit utilisé (Eq. (3)).

##### 3.1.2 Calcul vibratoire

Le calcul vibratoire de la plaque excitée par le champ de pression pariétale temporel synthétisé est réalisé dans la base modale de la structure et dans le domaine temporel. Les lecteurs trouveront le détail de ce calcul dans l'article [9]. La structure considérée est une plaque en verre d'épaisseur de 3.85 mm de dimensions 0.5x0.5 m<sup>2</sup>. C'est le cas typique d'un pare-brise automobile et les paramètres mécaniques correspondant sont donnés dans le tableau 3. La fréquence de convection et la fréquence critique sont égales respectivement à 34 Hz et 3.2 kHz. Le nombre de modes dans le modèle de plaque a été choisi de façon à couvrir un domaine de nombres d'onde plus grand que les régions acoustique et aérodynamique confondues.

Pour simuler des conditions expérimentales, le déplacement est ensuite bruité :

$$w_b(x, y, t) = w(x, y, t) + b(x, y, t), \quad (4)$$

où  $b$  est un signal aléatoire à distribution normale avec une moyenne égale à 0 et un écart-type  $\sigma$ . Ce dernier est ajusté de manière à avoir un RSB de 40 dB dans la suite.

Tableau 3: Format des paragraphes.

module d'Young	$E = 70.10^9$ Pa
coefficient de Poisson	$\nu = 0.22$
masse volumique	$\rho = 2700$ kg/m <sup>3</sup>
taux d'amortissement	$\tau = 0.05$
épaisseur	$h = 3.85$ mm
nombre de modes	$N = 125 \times 125$

### 3.1.3 Résultats RI et RIC

Le spectre identifié par la méthode RIC est représenté en figure 6 (courbe noire) où le pas de discrétisation vibratoire utilisée est  $\Delta = 6.8$  cm. Le domaine de validité de la méthode (défini en [7]) est compris entre 493 Hz et 1971 Hz (traits verticaux). Pour ces fréquences, la méthode RIC est alors capable d'identifier la composante acoustique de l'excitation. En effet, elle constitue un filtre passe-bas dans le domaine des nombres d'onde dont la coupure se situe autour du nombre d'onde de flexion  $k_f$ . Ce filtre a ici deux avantages : il permet de régulariser le problème inverse en enlevant les hauts nombres d'onde pour lesquels la méthode est très sensible et il isole directement la composante acoustique de la partie aérodynamique qui se situe dans des nombres d'onde beaucoup plus élevés que  $k_f$ .

Pour comparer les méthodes RI et RIC, le spectre de la pression identifiée par la méthode RI est tracé sur cette même figure (courbe verte). Elle surestime la composante acoustique à partir de 1200 Hz environ car lorsque la fréquence augmente, le nombre de points par longueur d'onde  $\lambda_f/\Delta$  diminue et l'approximation des dérivées de l'équation du mouvement est de moins en moins bonne. Ceci se traduit par l'amplification des singularités présentes autour de  $k_f$  dans la réponse en nombre d'onde  $H^{RI}(k_x, k_x, \omega)$  (voir Eq. (2)). Ce résultat montre alors la nécessité d'utiliser la correction de la méthode RIC qui annule ces singularités lorsque le nombre de points par longueur d'onde est faible.

Il est enfin intéressant de remarquer que la zone fréquentielle où les méthodes RI et RIC sont valides et donnent des résultats similaires (500-1000 Hz) est une zone où les deux résultats correspondent à la composante acoustique. En effet, lorsque les résultats sont similaires, on peut statuer que l'excitation ne possède pas d'énergie au nombre d'onde naturel. Comme cette zone fréquentielle est comprise entre la fréquence de convection (34 Hz) et la fréquence critique (3.2 kHz), nous savons que la composante acoustique est située entièrement dans une région de nombres d'onde inférieurs au nombre d'onde de flexion  $k_f$  et que la composante aérodynamique est située au-delà. Dans ce cas, l'information de peu d'énergie au nombre d'onde  $k_f$  renseigne sur la dissociation des deux composantes (pas de recouvrement) et que les résultats correspondent physiquement à la composante acoustique puisque les schémas RI et RIC filtrent les nombres d'onde supérieurs à  $k_f$ .

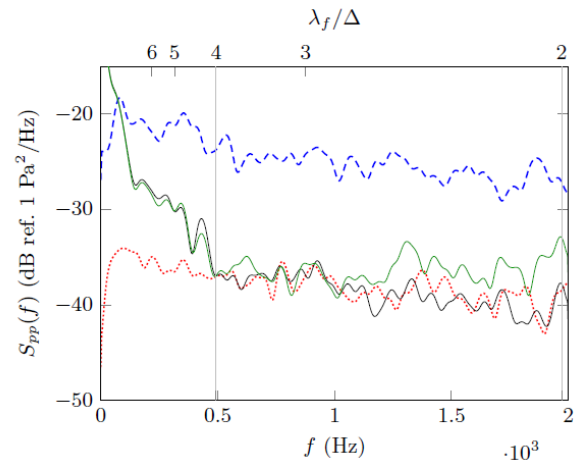


Figure 6 : Autospectres de pression pariétale :

- ..... composante aérodynamique seule
- ..... composante acoustique seule
- obtenue par RI
- obtenue par RIC

## 3.2 Expérimentation : cas d'un écoulement décollé

Cette partie présente des résultats expérimentaux. Pour des raisons pratiques et de disponibilité, l'excitation est un écoulement décollé et non plus une couche limite turbulente. Dans ce cas, l'énergie des turbulences est plus élevée et rien ne peut affirmer que les bas nombres d'onde sont mesurables.

### 3.2.1 Dispositif expérimental

Les expériences ont été réalisées dans la soufflerie subsonique EOLE de l'Institut Pprime (Poitiers, France). L'écoulement de 40 m/s émerge d'une buse convergente de 0.46x0.46 m<sup>2</sup> et est guidé à travers un guide ouvert à section carrée situé dans une chambre anéchoïque de 4x3x3 m<sup>3</sup>. La buse convergente est reliée par deux parois latérales à un collecteur 1.2x0.8 m<sup>2</sup>. Comme le montre la figure 7, les turbulences sont générées par une marche montante de 30 mm de hauteur. La plaque à l'arrière de la marche montante est :

- soit une plaque rigide instrumentée, utilisée pour les mesures de pressions pariétales que l'on nommera plaque rigide (figure 8) ;
- soit une plaque vibrante de 0.46x0.25 m<sup>2</sup> montée sur un cadre rigide qui sera appelée vitrage (figure 9). En effet, cette plaque est un verre dont la masse volumique  $\rho$ , le module d'Young  $E$  et le coefficient de poisson  $\nu$  sont respectivement 2500 kg/m<sup>3</sup>, 69 GPa et 0.25. En plus de l'écoulement, une source acoustique (un haut-parleur) est placée au dessus du conduit.

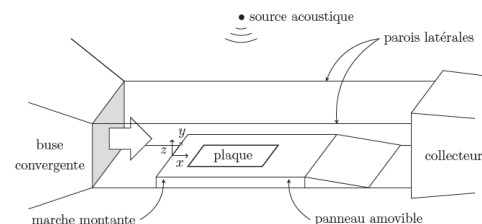


Figure 7 : Schéma du montage expérimental en soufflerie.

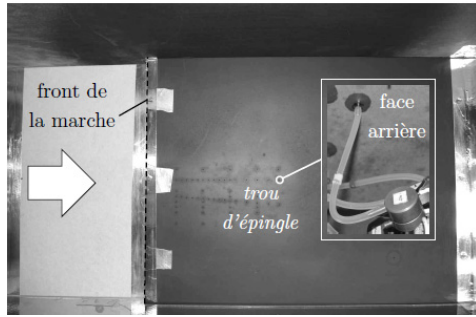


Figure 8 : photographie de la plaque rigide équipée de trous pour la mesure de la pression en paroi.

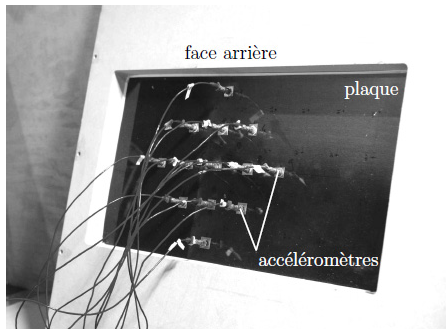


Figure 9 : photographie de la face inférieure du vitrage équipé d'une antenne d'accéléromètres pour réaliser les schémas aux différences finies RI et RIC.

### 3.2.2 Pression pariétale mesurée directement sur plaque rigide

Dans cette étude, la fluctuation de pression pariétale peut être générée par : l'écoulement et/ou une excitation acoustique large bande (bruit blanc) réalisée à l'aide d'un haut-parleur placé au dessus du conduit. Le niveau des sources acoustiques est réglé de manière à ce que leurs spectres mesurés avec la plaque rigide (microphone déporté) soient bien plus faibles que celui des pressions pariétales turbulentes à chaque fréquence. Les spectres de références de ces excitations sont tracés en figure 10.

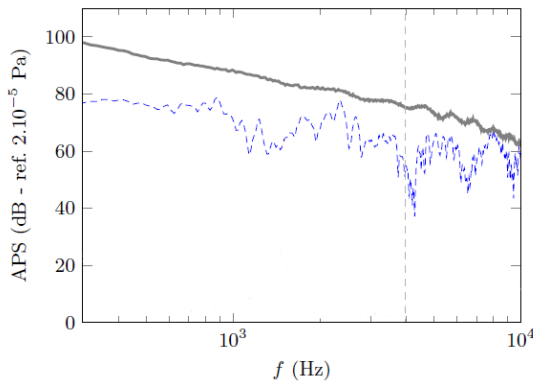


Figure 10 : Autospectres de pression pariétale mesurés sur plaque rigide :  
 — écoulement seul  
 ..... source acoustique seule

### 3.2.3 Vitesses vibratoires

Les signaux de vibration au point central de l'antenne RI sont présentés dans cette section. La plaque est successivement excitée par la source acoustique, par l'écoulement de 40 m/s et par les deux types d'excitation. Les spectres de ces signaux vibratoires sont tracés en figure 11. Bien que l'amplitude de l'excitation acoustique

soit bien en dessous de celle de l'écoulement turbulent (figure 10), la vibration de la plaque excitée par la source purement acoustique est clairement supérieure à la vibration de la plaque excitée par l'écoulement. Quand les deux composantes excitent la plaque, la source acoustique est la principale source de vibration à cette fréquence. Ces résultats mettent en évidence que la plaque, dans une configuration subsonique, est très sensible à une composante acoustique avec un faible niveau et peu sensible à une composante aérodynamique élevée.

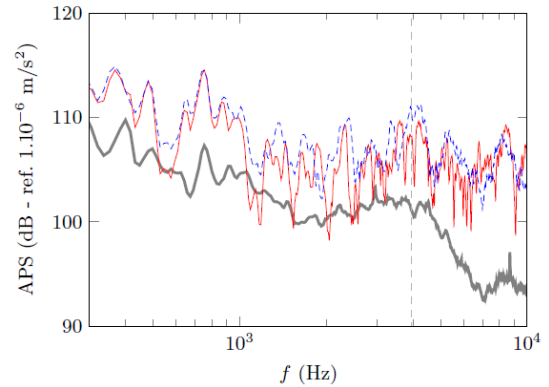


Figure 11 : Autospectres de vibration mesurés sur vitrage :  
 — écoulement seul (40 m/s)  
 — source acoustique seule (même niveau qu'en figure 9)  
 ..... écoulement + source acoustique

### 3.2.4 Pressions identifiées par les méthodes RI et RIC

La figure 12 montre les résultats obtenus lorsque la source acoustique et l'écoulement sont en fonctionnement. Les méthodes RI et RIC donnent des niveaux proches de celui de la source acoustique dans leur domaine de validité, alors même que le niveau de la source acoustique est très faible par rapport à celui de la partie aérodynamique. De plus, les résultats sont similaires entre 2 et 3 kHz. On peut en conclure que l'information située autour du nombre d'onde naturel  $k_f$  est négligeable et que les deux méthodes identifient ici seulement la composante acoustique.

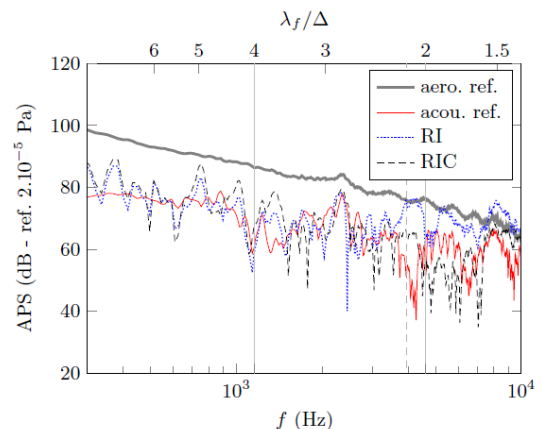


Figure 12 : Autospectres de pression pariétale :  
 — écoulement seul (40 m/s), mesure en paroi rigide  
 — source acoustique seule, mesure en paroi rigide  
 ..... écoulement + source acoustique, obtenu par RI  
 ..... écoulement + source acoustique, obtenu par RIC

La figure 13 montre les résultats obtenus lorsque la l'écoulement est la seule source en fonctionnement. Les

méthodes RI et RIC donnent des niveaux faibles, mais les résultats diffèrent. Dans ce cas, l'excitation possède une énergie non négligeable à  $k_f$ . Lorsque l'on se rapproche de la fréquence critique (4 kHz pour ce vitrage), ce résultat est logique puisque la composante acoustique commence à injecter de l'énergie au nombre de flexion de la plaque (ceci est visible aussi en figure 12). Par contre, plus bas en fréquence (entre 1 kHz et 2 kHz), on ne peut pas conclure sur la nature physique de l'identification obtenue par RIC. Il est fort probable que la composante aérodynamique soit fortement présente dans ce résultat.

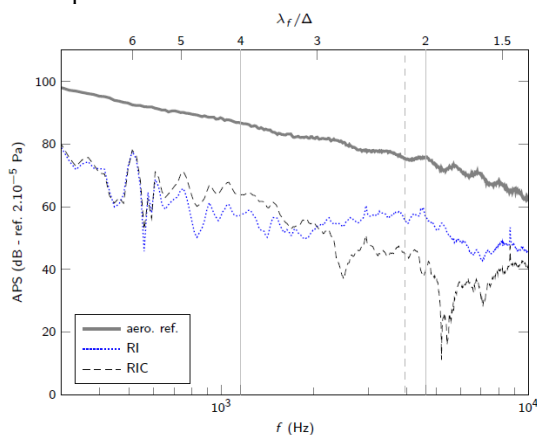


Figure 13 : Autospectres de pression pariétale :  
 — écoulement seul (40 m/s), mesure en paroi rigide  
 ..... écoulement seul, obtenu par RI  
 ..... écoulement seul, obtenu par RIC

## 4 Conclusion

L'étude exposée dans cette communication concerne l'utilisation d'une méthode inverse vibratoire pour l'identification des bas nombres d'onde d'une excitation aéroacoustique sur vitrages automobile. La méthode est basée sur une adaptation de la méthode RIFF où l'on profite de l'écartement des capteurs vibratoires pour filtrer les hauts nombres d'onde. L'intérêt de ce filtrage est double puisqu'il permet de régulariser la méthode et de filtrer les fortes amplitudes de la composante aérodynamique qui empêchent l'identification de l'excitation dans les bas nombres d'onde. Les schémas aux différences finies RI et RIC introduisent des filtrages différents, ce qui permet d'obtenir une information utile (mais restreinte) sur la répartition de l'excitation dans le domaine des nombres d'onde. Cette information peut permettre de conclure sur la nature physique de l'excitation identifiée dans une gamme de fréquence située en dessous de la fréquence critique du vitrage et au dessus de la fréquence de convection. En se basant sur une simulation, l'étude montre, par exemple, la possibilité d'extraire la composante acoustique d'une couche limite turbulente. L'expérimentation en soufflerie a consisté à étudier un écoulement décollé à l'arrière d'une marche montante. Les résultats obtenus semblent montrer que la composante aérodynamique est encore très présente dans les bas nombres d'onde et que la méthode proposée ne sépare pas complètement les deux phénomènes physiques.

Bien entendu, ces premiers résultats se basent sur des applications automobiles où il s'agit d'un écoulement en fluide léger et où la vitesse de l'écoulement est très inférieure à la vitesse du son. L'une des perspectives de ce travail est d'étendre l'utilisation de cette technique pour les secteurs aéronautique et naval, où les paramètres

d'écoulement devraient donner des résultats très différents ce qui devrait conduire à des conclusions et applications distinctes.

## Remerciements

Ce travail a été réalisé dans le cadre d'une thèse financée par une bourse MENRT. Les auteurs remercient le groupe de Recherche CNRT "Aérodynamique et Aéroacoustique des véhicules terrestres" et les collègues de l'institut Pprime Rémi Bessis, Laurent-Emmanuel Brizzi et Yves Gervais d'avoir permis l'accès au montage expérimental en soufflerie à Poitiers. Les auteurs tiennent également à remercier Fabien Chevillotte pour son aide dans la mise en place, l'acquisition et le traitement des données expérimentales.

## Références

- [1] G. M. Corcos : Resolution of pressure in turbulence. *Journal of the Acoustical Society of America*, 35:192–199, 1963.
- [2] D. M. Chase : Modeling the wavevector-frequency spectrum of turbulent boundary layer wall pressure. *Journal of Sound and Vibration*, 70(1):29–67, 1980.
- [3] A. O. Borisyuk et V. T. Grinchenko : Vibration and noise generation by elastic elements excited by a turbulent flow. *Journal of Sound and Vibration*, 204(2):213–237, 1997
- [4] B. Arguillat, Étude expérimentale et numérique de champs de pression pariétale dans l'espace des nombres d'onde, avec application aux vitrages automobiles. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, 2006.
- [5] F. Chevillotte, Q. Leclere, N. Totaro, C. Pézerat, P. Souchotte et G. Robert : Identification d'un champ de pression pariétale induit par un écoulement turbulent à partir de mesures vibratoires. Congrès Français d'Acoustique, 2010.
- [6] C. Pézerat et J.-L. Guyader : Force analysis technique : reconstruction of force distribution on plates. *Acta Acustica united with Acustica*, 86(2):322–332, 2000
- [7] Q. Leclère et C. Pézerat : Vibration source identification using corrected finite difference schemes. *Journal of Sound and Vibration*, 331:1366–1377, 2012
- [8] M. Goody : Empirical spectral model of surface pressure fluctuations. *AIAA journal*, 42(9):1788–1794, 2004
- [9] D. Lecoq, C. Pezerat, J.-H. Thomas, W. Bi, Extraction of the acoustic component of a turbulent flow exciting a plate by inverting the vibration problem, *Journal of Sound and Vibration*, 2014, <http://dx.doi.org/10.1016/j.jsv.2014.02.003>