

Simulation de champs de pression en paroi par des processus aléatoires

Pierre CHAINAIS¹, Marc PACHEBAT²

¹Laboratoire d'Informatique, de Modélisation et d'Optimisation des Systèmes
Campus des Cézeaux, 63173 Aubière Cedex, France

²PSA-Peugeot-Citroën, Acoustics & Vibration R.D.
Route de Gisy, CC: VV013, 78943 Vélizy-Villacoublay Cedex, France
pierre.chainais@isima.fr, marc.pachebat@mpsa.com

Résumé – L'étude précise du bruit aérodynamique à bord d'un véhicule implique une bonne connaissance des différentes composantes du champ de pression en paroi produit par l'écoulement extérieur. Les mesures expérimentales ne permettent d'accéder qu'au mélange des fluctuations acoustique et turbulente advectées. Nous proposons une méthode de simulation de champs aléatoires reproduisant respectivement les propriétés statistiques essentielles (distribution, corrélations spatio-temporelles) de champs de pression acoustique et turbulent pour pouvoir étudier les propriétés du signal mesuré. Les simulations reposent sur une synthèse spectrale s'appuyant sur les modèles empiriques de corrélation spatio-temporelle de la littérature. Les champs aléatoires, obtenus pour un faible coût numérique, présentent des propriétés semblables à celles des champs mesurés. Nous simulons aussi le résultat d'une mesure par un réseau de capteurs. Ces simulations permettront d'étudier les systèmes de mesures quant au repliement spectral éventuel, ainsi que leur capacité à séparer les composantes acoustique et turbulente dans les signaux.

Abstract – The detailed investigation of the aerodynamical noise inside a vehicle calls for a good knowledge of the various components of the wall pressure field produced by the external flow. Experimental measures give access to the superposition of the acoustic and turbulent advected fields. We propose a method to simulate random fields that reproduce the essential statistical properties (distribution, spatio-temporal correlations) of acoustic and advected pressure fields separately. The simulations are using a spectral synthesis based on the usual empirical spatio-temporal correlation models of the literature. The resulting random fields are numerically low-cost and quite well reproduce the properties of measured signals. We simulate the result of a measure by an antenna of sensors. These simulations will permit to study the measurement device as far as spectral aliasing and components separation are concerned.

1 Le champ de pression en paroi d'un véhicule

1.1 La problématique industrielle

La contribution aérodynamique au bruit à l'intérieur du véhicule provient de la mise en vibration des parois du véhicule par les fluctuations du champ de pression dues à l'écoulement de l'air à l'extérieur du véhicule. Ce champ est constitué d'une composante advectée et d'une composante acoustique générée par la turbulence. Bien que leur structure spatio-temporelle et leur énergie soient très différentes, chacune contribue au bruit intérieur du véhicule [1]. L'étude expérimentale du champ de pression en paroi nécessite des systèmes de mesure sophistiqués utilisant un réseau serré de capteurs de petite taille (par ex. une antenne linéaire de 63 capteurs de 1mm de diamètre espacés de 5 mm) dans le but d'accéder à une information spatio-temporelle, toujours limitée en pratique par l'apparition de phénomènes de repliement spectral, dans le domaine spatial notamment [2, 3]. Différentes méthodes peuvent être envisagées pour séparer les composantes advectée et acoustique

diffuse du champ de pression et quantifier leur importance respective [4, 5]. Pour étudier et valider ces méthodes, nous avons besoin de les tester sur des signaux connus, ayant des propriétés similaires à celles d'un signal expérimental, les proportions respectives des deux composantes étant contrôlées (la composante diffuse est en général très difficile à identifier).

1.2 Intérêt des champs aléatoires

Pour cette étude, nous nous limitons au cas académique d'un écoulement à vitesse constante sur plaque plane, ce qui nous affranchit des complications introduites par une géométrie tridimensionnelle. La prédiction détaillée de la pression pariétale et notamment de sa composante acoustique, est à ce jour inaccessible par la résolution des équations de Navier-Stokes utilisées classiquement, même au prix d'efforts numériques au maximum des capacités actuelles. Elles ne permettent pas de facilement visiter des situations variées ni de contrôler l'importance respective des composantes diffuse et turbulente. Nous proposons d'abandonner les approches traditionnelles pour simuler des champs de pression modélisés par des processus aléatoires à partir des modèles de spectres spatio-temporels existant dans

la littérature. Ces simulations reposant sur une synthèse spectrale des processus utilisent de la mémoire mais sont peu coûteuses en temps de calcul. Nous disposerons ainsi d'un outil léger et efficace fournissant des signaux aux propriétés connues (notamment en terme d'encombrement spectral spatio-temporel).

2 Mesures expérimentales et modèles

2.1 Mesures.

Les mesures d'un champ de pression turbulent sont effectuées en soufflerie dans un écoulement sur une plaque plane horizontale équipée de capteurs. On dispose typiquement d'une antenne de 63 capteurs disposés le long d'une droite (Ox) parallèle à l'écoulement et espacés régulièrement de 5,3 mm [5]. La fréquence d'acquisition est fixée à $Fe = 25,6$ kHz, couvrant ainsi l'essentiel du domaine acoustique audible. À chaque instant, on accède à un échantillonnage sur 63 positions de la distribution spatiale du champ de pression le long de (Ox) (voir fig. 1(a)). On voit clairement des droites $x = Ut + Cte$ illustrant l'advection des fluctuations de pression par l'écoulement. Ce champ est anisotrope et faiblement non gaussien. Pour accéder à des mesures du champ acoustique diffus seul, le système de mesure est placé dans une chambre réverbérante, en présence d'une source acoustique de bruit blanc (haut-parleur). On mesure alors un champ de pression diffus (voir fig. 1(b)) qui occupe uniformément une large bande de fréquence dépendant essentiellement de la qualité de la chambre réverbérante. Il est isotrope et gaussien en très bonne approximation. On voit apparaître des droites $x = v_{app}t + Cte$ avec $|v_{app}| \geq c$ où c est la vitesse du son. Ces droites forment des "X" écrasés. Notons que la vitesse de propagation apparente v_{app} est plus grande que c lorsque l'onde se propage de manière oblique par rapport à la direction (Ox) du réseau de capteurs. Une onde se propageant dans la direction parallèle à l'antenne a une vitesse apparente $\pm c$, tandis qu'une onde se propageant orthogonalement à l'antenne a une vitesse propagation apparente infinie.

2.2 Modélisation

Notre modélisation s'appuie sur les nombreux travaux d'analyse de données expérimentales qui ont permis d'identifier les structures de corrélation respectives d'un champ de pression sous couche limite turbulente [1, 6, 7, 8] et d'un champ acoustique diffus [4, 9].

2.2.1 Champ sous couche limite turbulente

Le champ de pression $p_{turb}(x, y, t)$ sous couche limite turbulente est produit par l'écoulement dans la direction Ox loin de la paroi à une vitesse U de l'ordre de 40m.s^{-1} , bien plus petite que la célérité du son $c \simeq 340\text{m.s}^{-1}$. Nous utilisons le modèle de Corcos [6] qui décrit le spectre spatio-temporel de

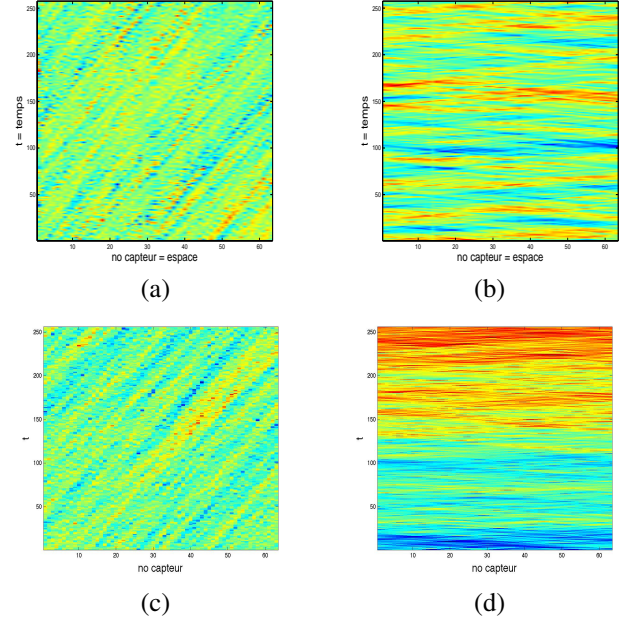


FIG. 1 – Visualisation dans le plan (x, t) de mesures de champ de pression par l'antenne de 63 capteurs : (a) champ sous couche limite turbulente, (b) champ diffus en chambre réverbérante. Simulation d'une mesure par une antenne linéaire d'un champ de pression (c) sous couche limite turbulente, (d) diffus.

p_{turb} sous la forme :

$$S_{pp}(\vec{k}, \omega) = \alpha_x \alpha_y \left(\frac{|\omega|}{U_c}\right)^2 \cdot \frac{A^2}{\pi^2} \frac{1}{\left[(\alpha_y \frac{|\omega|}{U_c})^2 + k_y^2\right] \left[(\alpha_x \frac{|\omega|}{U_c})^2 + (k_x + \frac{\omega}{U_c})^2\right]} \quad (1)$$

où U_c est la vitesse de Corcos de l'écoulement moyen, souvent prise égale à $0,7U$; α_x et α_y sont les paramètres de Corcos pour les corrélations longitudinales et transversales. Des valeurs typiques de (α_x, α_y) sont $(0.1, 0.77)$ [1] ou encore $(1/8, 1)$ [4]. On peut aussi prendre en compte la dépendance éventuelle de ces paramètres en fréquence. Le terme en $(k_x + \frac{\omega}{U_c})$ rend compte de l'advection des fluctuations par l'écoulement. Pour décrire la partie purement temporelle $S_{pp}(\omega)$, nous utilisons le modèle de Goody [7, 8] :

$$S_{pp}(\omega) = \frac{\delta \tau_w^2}{U_o} \frac{3\omega_*^2}{(\omega_*^{0.75} + 0.5)^{3.7} + (1.1Re^{-0.57}\omega_*)^7} \quad (2)$$

où x, ν, u_w, τ_w et Re sont des paramètres physiques de l'écoulement considéré; ω_* est une pulsation normalisée par ces paramètres. Ce champ de pression n'est pas gaussien.

2.2.2 Champ acoustique diffus

Pour synthétiser un champ de pression acoustique diffus, il faut simuler la superposition aléatoire d'ondes planes progressives se propageant à la vitesse du son, réparties de façon homogène en fréquence et isotropes en espace. Nous nous

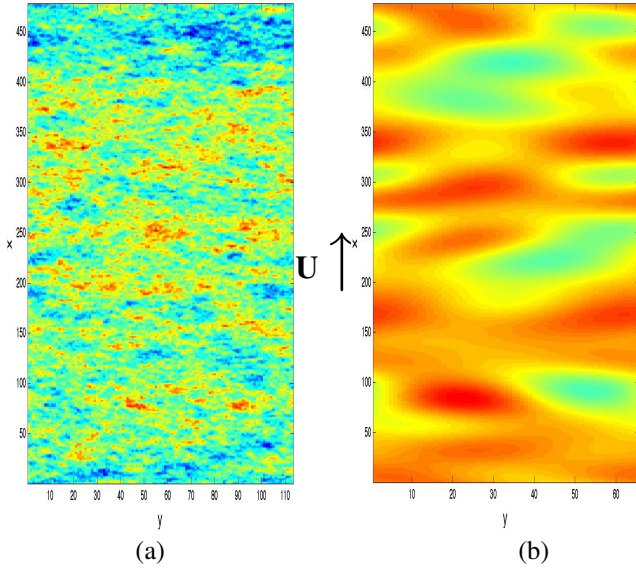


FIG. 2 – Exemples d’instantanés de simulations d’un champ de pression (a) sous couche limite turbulente, (b) diffus.

sommes appuyés sur les travaux de Cook *et al.* (1955) [9] et de Arguillat (2005, 2006) [2, 4]. On montre que, pour une pulsation ω_o , le spectre en nombre d’onde d’un champ diffus $p_{diffus}(x, y, t)$ observé sur un plan (Oxy) est donné par :

$$\phi(\vec{k}, \omega_o) = \begin{cases} \frac{A^2}{(2\pi)^2 k_o^2} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{k}{k_o}\right)^2}} & \text{si } k < k_o, \\ 0 & \text{si } k > k_o. \end{cases} \quad (3)$$

où le vecteur \vec{k} est ici $\vec{k} = (k_x, k_y)$, la variable conjuguée au sens de Fourier de $\vec{r} = (x, y)$ dans le plan considéré ; $k_o = \omega_o/c$. Nous considérons que toutes les fréquences sont également présentes (spectre blanc en fréquence). À fréquence ω_o fixée, seuls les nombres d’ondes $k = \omega_o/v_{app} < k_o = \omega_o/c$ sont observés. Remarquons que la discrétisation doit être effectuée avec soin pour éviter certains problèmes pratiques liés à l’annulation possible du dénominateur de (3).

3 Simulation des champs de pression : synthèse spectrale

3.1 Synthèse spectrale de processus

Le champ diffus est gaussien. Par conséquent, la synthèse spectrale de $p_{diffus}(x, y, t)$ est relativement simple. En utilisant un bruit blanc gaussien complexe dans le domaine fréquentiel auquel on impose le spectre $S(k_x, k_y; \omega)$ désiré, on obtient le champ simulé par transformée de Fourier inverse. L’utilisation de cette méthode est rapide grâce à la TFR, même si elle nécessite beaucoup de mémoire. Le champ turbulent $p_{turb}(x, y, t)$ présente des écarts à la loi gaussienne. La synthèse de processus non gaussiens ayant une fonction d’auto-

corrélation ou un spectre prescrit est beaucoup plus délicate en général [10]. Heureusement, il s’avère que les écarts à la gaussienne sont suffisamment faibles pour qu’une simple adaptation d’histogramme a posteriori du champ simulé (initialement gaussien) ne détériore pas significativement les propriétés spectrales souhaitées. En première approximation, nous pourrions nous contenter de simuler un champ gaussien puis d’adapter son histogramme à l’histogramme observé expérimentalement. Pour cela nous avons utilisé une méthode d’adaptation de distribution continue par interpolation de l’histogramme cumulé.

3.2 Dimensionnement des simulations

La taille et la durée de la simulation doivent être de l’ordre des plus grandes échelles physiques (éventuellement la plus grande échelle visible par le système de mesure) tandis que les plus petites échelles spatiales et temporelles doivent aussi être bien résolues. C’est surtout la simulation du champ de pression sous couche limite turbulente qui s’avère contraignante.

3.2.1 Contraintes dues au champ turbulent

Le modèle de Corcos fait intervenir des échelles spatiales caractéristiques différentes selon Ox , direction de l’écoulement, et selon Oy , ainsi qu’une échelle de temps caractéristique qui dépend de la vitesse de l’écoulement. Le choix des nombres d’échantillons N_x, N_y et N_t d’une part, et des pas d’échantillonnage spatial Δx et temporel Δt d’autre part en dépend. Dans toute la gamme de pulsations ω considérée, le spectre spatial (en k_x et k_y) doit correctement décrire les domaines $k_x \gg \alpha_x |\omega|/U_c$ et $k_y \gg \alpha_y |\omega|/U_c$. Or $\max(|\omega|) = \pi Fe$ avec ici $Fe = 25,6$ kHz. Comme $\alpha_y > \alpha_x$, il faut $\Delta x \ll \frac{2U_c}{\alpha_y Fe} \simeq 2$ mm si $U_c = 28 m.s^{-1}$ et $\alpha_y \simeq 1$. Un choix raisonnable pour bien décrire un champ de pression de type Corcos jusqu’aux plus petites échelles est $\Delta x \simeq 0,7$ mm, à comparer avec l’espace inter-capteur de $5,3$ mm dans les mesures de PSA. Quant à la taille de la simulation, on peut choisir $N_y \simeq \alpha_x/\alpha_y N_x$ puisque nous sommes essentiellement intéressés par des mesures sur l’axe Ox (il ne faut cependant pas oublier que ces mesures sont une coupe dans un champ bidimensionnel $p(x, y, t)$). On souhaite ensuite pouvoir (virtuellement) installer 63 capteurs espacés de $5,3$ mm dans la simulation. La simulation doit donc toujours couvrir une longueur $\geq 63 \cdot 5,3 = 334$ mm selon Ox . Si $\Delta x = 0,7$ mm, il faut $N_x \geq 334/0,7 = 477$ et donc $N_y \simeq 81$. Pour estimer une durée minimale des simulations, il faut reprendre le modèle de Goody du spectre temporel. La gamme des plus petites fréquences est déterminée par $\omega_* \ll 0,5$, soit $\omega \delta/U_o \ll 0,5^{1/0,75} \simeq 0,4$. Dans les expériences de S. Debert [3], on a typiquement $\delta = 0,018$ m et $U_o = 40 m.s^{-1}$ d’où le critère $f \ll 141$ Hz et une durée $T \gg 0,007$ s. Un pas de temps $\Delta t = 1/Fe \simeq 4 \cdot 10^{-5}$ s sur une durée de $T = 0,04$ s impose $N_t = 1025$.

Nos estimations sur la taille et les résolutions nécessaires en espace et en temps dans les simulations sont un élément important pour garantir la qualité des résultats obtenus. Elles

s'avèrent assez rassurantes puisqu'on aboutit à une taille minimale de $(N_x, N_y, N_t) = (477, 81, 1025)$, l'équivalent de 340^3 . C'est une taille tout à fait accessible numériquement avec les moyens d'aujourd'hui. C'est essentiellement l'étendue temporelle de la simulation qui risque de poser problème.

3.2.2 Contraintes dues au champ acoustique diffus

La simulation du champ acoustique diffus n'impose pratiquement pas de contrainte supplémentaire sur le dimensionnement de la simulation. La vitesse caractéristique ici est celle du son $c = 340 \text{ m.s}^{-1}$, et on suppose toutes les fréquences d'importance identique, autrement dit on suppose le bruit blanc (et gaussien) dans la bande $f \in [0, Fe/2]$.

Nous retiendrons qu'une zone de mesure de 34 cm ne permet d'identifier que les fréquences acoustiques $\geq 2000 \text{ Hz}$ dans le cas favorable où $\vec{k} \parallel (Ox)$. Une résolution spatiale de 0,7 mm permettrait au mieux de distinguer les ondes acoustiques de fréquence $\leq 240 \text{ kHz}$: on peut considérer que la résolution spatiale de la simulation ne sera pas source de limitation (c'est la fréquence d'échantillonnage qui est potentiellement limitative). Les plus basses fréquences accessibles seront de l'ordre de $Fe/2N_t$, ce qui correspond à une longueur d'onde de $2N_t c/Fe$, soit environ 68 m, deux ordres de grandeur au-delà de la zone de mesure (de l'ordre de 34 cm). Les fluctuations dues aux plus basses fréquences seront donc vues comme des variations spatiales quasi-uniformes à l'échelle de la simulation. Les fréquences les plus hautes sont associées à des longueurs d'onde $\leq c/(Fe/2)$ soit typiquement de l'ordre de 2,7 cm. Elles ont donc une extension spatiale beaucoup plus importante que les fluctuations d'origine turbulente. Cette concentration aux grandes échelles se traduit par la concentration de l'énergie du spectre spatio-temporel $S(k_x, f)$ dans le cône d'ouverture $f = \pm c/2\pi k$ autour de l'axe des fréquences tandis que l'énergie associée au champ de pression turbulent se concentrera plutôt autour de la droite $f = U/2\pi k$ dont la pente est nettement plus faible puisque $U/c \simeq 0,12$.

3.2.3 Résultat des simulations

La figure 2 montre des instantanés de p_{turb} et p_{diffus} simulés pour $\Delta x = 0,7 \text{ mm}$ et $\Delta t = 1/25600 \text{ s}$, $U = 40 \text{ m.s}^{-1}$. Le champ turbulent a été modifié pour adapter l'histogramme à celui d'un champ expérimental. Le champ acoustique a été simulé pour les mêmes tailles et résolutions que les champs de type "Corcos". L'extension spatiale de la simulation est de $L_x = 33,4 \text{ cm}$ par $L_y = 13,8 \text{ cm}$ pour une durée de $T = 0,04 \text{ s}$. Pour simuler une mesure par un réseau de capteurs espacés de δ , il faut une résolution $\Delta x \leq \delta/2$ (Shannon). De plus, une interpolation du champ de pression aux positions occupées par les capteurs est nécessaire. Pour plus de rapidité, d'efficacité et de précision, nous utilisons une interpolation par splines d'ordre 9 [11]. Les figures 1(c)&(d) montrent le résultat de mesures simulées qui s'avèrent comparables aux mesures expérimentales. La simulation de mesure est calculée pour une antenne de 63 capteurs espacés de 5,3 mm.

4 Conclusion

Nous proposons une approche originale de la simulation des deux composantes (turbulente et diffuse) du champ de pression sur une paroi grâce à une synthèse spectrale 2D+t de processus aléatoires en utilisant les modèles de corrélation de la littérature de mécanique des fluides. Nous pouvons en déduire une simulation des mesures par une antenne de capteurs, y-compris leurs limitations éventuelles. Cet outil, léger et efficace, permettra une étude précise des performances de différents traitement envisagés sur les mesures expérimentales.

Références

- [1] W.R. Graham. A comparison of models for the wavenumber-frequency spectrum of turbulent boundary layer pressures. *Journal of Sound and Vibration*, 206(4), pp. 541–565, 1997.
- [2] B. Arguillat. *Etude 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, UMR CNRS 5509, 2006.
- [3] S. Debert. *Développement de méthodes de séparation des nombres d'onde acoustiques et convectifs en écoulements turbulents pariétaux*. Thèse de Doctorat, Université de Poitiers, Laboratoire d'Études Aérodynamiques, UMR CNRS 6609, 2008.
- [4] B. Arguillat, D. Ricot, G. Robert, and C. Bailly. Measurements of the wavenumber-frequency spectrum of wall pressure fluctuations under turbulent flows. *Proc. of 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (26th AIAA Aeroacoustics Conference)*, 2005. Paper 2005-2855.
- [5] V Grulier, S Debert, J.I. Mars, M Pachebat Acoustic and turbulent wavenumbers separation in wall pressure array signals using EMD in spatial domain *Proc. of IEEE ICASSP 2008*, pp. 333-336 April 2008
- [6] G. M. Corcos. Resolution of pressure in turbulence. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 35(2), pp.192-199, 1963.
- [7] M. Goody. An empirical spectral model of surface-pressure fluctuations that includes Reynolds number effects. *Proc. of 8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*, Breckenridge, CO, 2002. Paper 2002-2565.
- [8] Y.F. Hwang, W.K. Bonness, and S.A. Hambric. Comparison of semi-empirical models for turbulent boundary layer wall pressure spectra. *Journal of Sound and Vibration*, 319 :199-217, 2009.
- [9] R. K. Cook, R.V. Waterhouse, R.D. Berendt, S. Edelman, and M.C. Thompson. Measurement of correlation coefficients in reverberant sound fields. *The J. of the Acoust. Soc. of Am.*, 27(6), pp.1072-1077, 1955.
- [10] G.E. Johnson. Constructions of particular random processes. *Proceedings of the IEEE*, 82(2) :270–285, Feb 1994.
- [11] M. Unser. Splines : a perfect fit for signal and image processing. *IEEE Signal Processing Magazine*, pages 22–38, November 1999.