

CFA/VISHNO 2016

Approches Parcimonieuses pour la Synthèse Expérimentale de Pressions Pariétales Associées à une Couche Limite Turbulente

C. Maury^a et T. Bravo^b

^aLMA CNRS - Ecole Centrale Marseille, Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique
CNRS, 4 impasse Nikola TESLA CS 40006, 13453 Marseille Cedex 13, France

^bITEFI-CSIC (Consejo Superior de Investigaciones Científicas), Instituto de Tecnologías
Físicas y de la Información (ITEFI), CSIC, Serrano 144, 28006 Madrid, Espagne
cedric.maury@centrale-marseille.fr



LE MANS

Synthétiser par des méthodes expérimentales l'effet d'excitations pariétales de nature acoustique ou aérodynamique sur des structures industrielles, par exemple un panneau de fuselage ou un vitrage automobile, revêt un grand intérêt pour optimiser à moindre coût et dans un environnement contrôlé les performances acoustiques de ces structures sous sollicitations réelles. Diverses approches (spatiales, nombres d'ondes, holophoniques ou holographiques) ont conclu à l'usage d'un nombre prohibitif de sources acoustiques pour la synthèse en temps-réel des propriétés d'interspectre d'une Couche Limite Turbulente (CLT) aux échelles sous-longueur d'onde acoustique. Ce critère, d'au-moins 4 sources par trace de la plus petite longueur d'onde à reproduire, est relaxé dans des limites admissibles si l'objectif est de synthétiser la réponse vibroacoustique de la structure induite par la CLT. Cependant, cette approche requiert au préalable une caractérisation modale de la structure et de son environnement afin d'égaliser les transferts vibratoires et radiatifs. L'objectif de la présente étude est d'examiner les performances de diverses stratégies pour la synthèse directe d'excitations CLT, indépendamment des propriétés de la structure test et avec un nombre raisonnable de sources, en supposant l'envergure du réseau de sources de taille similaire ou supérieure à la surface de simulation. Une première approche, la synthèse focalisée, consiste à réduire par fenêtrage spatial la surface de simulation de manière à étendre le support nombre d'onde de la CLT dans le domaine subsonique, si possible au-delà du nombre d'onde convectif. Les deux autres approches consistent à synthétiser une représentation parcimonieuse, obtenue par décomposition orthogonale aux valeurs propres, soit de l'interspectre des fluctuations de pression CLT, soit des transferts radiatifs sources-champs. L'efficacité de ces méthodes sera examinée pour la synthèse des propriétés autospectrales et de corrélation spatiale de la CLT en fonction du nombre de sources requis.

1 Introduction

Il est apparu depuis plusieurs années un intérêt croissant des laboratoires industriels et universitaires envers la virtualisation des moyens d'essai : la reproduction dans un environnement maîtrisé de sollicitations mécaniques, acoustiques ou aérodynamiques réelles à l'aide d'un réseau d'actionneurs [1-6] et de leurs effets sur les structures. Le bénéfice est l'amélioration à moindre coût du processus d'optimisation acoustique des structures [5] ou l'étude de leur propriétés en fatigue sous sollicitations réelles [4]. En particulier, synthétiser en laboratoire l'effet d'excitations pariétales telles que la Couche Limite Turbulente (CLT) sur des structures type panneaux de fuselage permettrait de développer de manière efficiente des solutions potentielles pour réduire la transmission de ce bruit d'origine aérodynamique, souvent prédominant dans les cabines d'avions en régime de croisière [7] ou dans la coiffe de lanceurs spatiaux en phase haute de décollage [8]. Des essais en vol réalisés à Mach 0.85 ont montré que le bruit induit par la CLT émerge en cabine entre 500 Hz et 2 kHz, avec des niveaux qui prédominent entre 600 Hz et 800 Hz [9].

Un certain nombre d'études expérimentales [10-17] et numériques [18, 19] ont été réalisées sur la reproduction directe des propriétés statistiques de pressions pariétales aléatoires avec des applications dans les domaines de l'aéronautique, de l'automobile et du bâtiment. Un réseau de haut-parleurs pilotés de manière adéquate en amplitude et en phase et placé en champ proche d'une structure test [10-12] a permis, par égalisation des chemins de transferts entre les sources et la surface de reproduction, de synthétiser en temps réel un Champ Acoustique Diffus (CAD) au-delà de la fréquence de Schroeder d'une salle réverbérante [13] ainsi que la réponse vibro-acoustique d'une structure induite par une CLT jusqu'à sa fréquence de coïncidence aérodynamique [14].

Une antenne synthétique constituée d'une source monopolaire pouvant être déplacée sur un grand nombre de positions a permis de reconstruire en post-traitement l'effet d'une CLT sur la réponse vibratoire d'une plaque [15]. Des procédés "boucles ouvertes" liés à la reproduction holophonique [16] et à l'holographie champ proche [17] ont également été développés pour la reconstruction d'un CAD

et d'une CLT sur la surface d'un panneau test en milieu semi-anéchoïque. Il ressort de toutes ces études que la synthèse expérimentale en temps réel d'échelles sous-longueur d'onde reste un problème difficile [20]. Ces diverses approches (filtrage inverse en espace et en nombre d'onde, synthèse holophonique ou holographique) ont conclu à l'usage d'un nombre prohibitif de sources acoustiques pour la synthèse en temps-réel des composantes subsoniques d'une CLT.

En effet, ces réseaux de sources champ proche permettent une bonne reproduction des composantes radiatives associées à une excitation CAD, et par conséquent des composantes supersoniques d'une CLT, avec au minimum 2 sources par longueur d'onde acoustique et en imposant une distance entre les plans sources et de reproduction inférieure à la longueur d'onde acoustique. La reproduction d'une CLT subsonique requiert cependant un minimum de 4 sources monopolaires par trace, λ_m , de la plus petite échelle spatiale à reproduire sur le panneau test, à savoir,

$$\lambda_m = \frac{\lambda_c}{1 + (\lambda_c \Delta k_c / 2\pi)}, \quad (1)$$

avec λ_c , l'échelle spatiale la plus énergétique, celle des structures turbulentes convectées, et Δk_c la largeur à mi-hauteur du pic convectif. Ce critère limite l'applicabilité de la méthode à la reproduction des nombres d'ondes sous-convectifs peu énergétiques, et éventuellement de la composante acoustique présente dans l'écoulement sous forme quadripolaire, et sous forme dipolaire sur la surface de simulation. A noter que le critère (1), d'au-moins 4 sources par trace de la plus petite longueur d'onde à reproduire, est relaxé si l'objectif est de synthétiser la réponse vibroacoustique de la structure induite par la CLT [14]. Cependant, cette approche requiert au préalable une caractérisation modale du panneau test et de son environnement afin d'égaliser les transferts vibratoires et radiatifs.

L'objectif de la présente étude est d'examiner les performances de diverses stratégies pour la synthèse directe

d'excitations CLT, indépendamment des propriétés de la structure test et avec un nombre raisonnable de sources, en supposant l'envergure du réseau de sources de taille similaire ou supérieure à la surface de simulation. Une première approche, la synthèse focalisée, consiste à réduire par fenêtrage spatial la surface de simulation de manière à étendre le support nombre d'onde de la CLT dans le domaine subsonique, si possible au-delà du nombre d'onde convectif. Les deux autres approches consistent à synthétiser une représentation parcimonieuse, obtenue par décomposition orthogonale aux valeurs propres, soit de l'interspectre des fluctuations de pression CLT, soit des transferts radiatifs sources-champs. L'efficacité de ces trois méthodes sera examinée pour la reproduction des propriétés de corrélation spatiale de la CLT en fonction de l'étendue du domaine spectral sur lequel les propriétés d'inter-corrélation spatiale auront été reproduites avec précision.

2 Synthèse focalisée d'une CLT

2.1 Principe

On considère un réseau de sources acoustiques d'envergure $A \times B$ placées à proximité d'une structure test sur laquelle on souhaite synthétiser un champ de pression aléatoire de propriétés statistiques connues, en l'occurrence les fluctuations pariétales de pressions, $\tilde{\mathbf{d}}$, dues à une CLT. Ces dernières sont reproduites sur une grille de microphones régulièrement distribués sur la surface de simulation de dimensions $a \times b$, comme le montre la figure 1 dans le cas où l'envergure du réseau de sources est de taille supérieure à la surface de reproduction. Ces sources sont pilotées par des signaux de commande, $\tilde{\mathbf{u}}$, optimisés pour la synthèse du champ de pression désiré [10-12]. La distance de séparation h entre le plan source et le plan de simulation correspond à la distance de séparation entre les axes de 2 haut-parleurs adjacents, de manière à minimiser le conditionnement de la matrice de transferts source-champ.

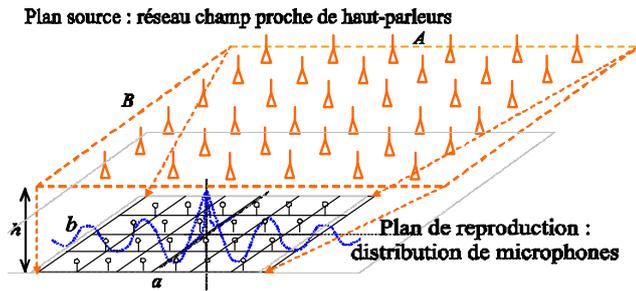


Figure 1 : Schéma de principe d'un moyen d'essai pour la synthèse focalisée des propriétés statistiques d'une CLT.

Une matrice de filtres de contrôle, \mathbf{W} , est calculée pour piloter l'ensemble des sources à l'aide de signaux de commande. Ces signaux sont déterminés au préalable pour que les signaux de sortie, $\tilde{\mathbf{y}}$, des microphones soient, *via* la matrice de transferts acoustiques, statistiquement équivalents au champs de pression $\tilde{\mathbf{d}}$ souhaités. Cela nécessite de minimiser au sens des moindres carrés les vecteurs des signaux d'erreurs $\tilde{\mathbf{e}}$ entre les pressions générées et désirées. Cette procédure conduit aux expressions suivantes pour les matrices de filtres de

contrôles associées à une synthèse régulière (resp. focalisée) :

$$\mathbf{W}_{\text{opt},d} = \mathbf{G}^\dagger \mathbf{D}, \quad (2)$$

$$\mathbf{W}_{\text{opt},df} = \mathbf{G}_f^\dagger \mathbf{D}_f, \quad (3)$$

où \mathbf{D} (resp. \mathbf{D}_f) est une matrice de filtres générateurs obtenue par décomposition en valeurs propres de la matrice interspectrale du champ de pressions désirées, $\mathbf{S}_{dd} = \mathbb{E}[\tilde{\mathbf{d}}\tilde{\mathbf{d}}^H] = \mathbf{D}\mathbf{D}^H$ (resp. $\mathbf{S}_{ff} = \mathbf{D}_f\mathbf{D}_f^H$ lorsque $a < A$ et $b < B$). \mathbf{G} (resp. \mathbf{G}_f) est la matrice de transferts acoustiques entre les sources et les microphones distribués sur la surface d'envergure $A \times B$ (resp. un sous-ensemble des microphones restreint à la surface d'envergure $a \times b$ avec $a < A$ et $b < B$).

Pour une CLT pleinement développée associée à un écoulement subsonique de nombre de Mach élevé, la matrice \mathbf{S}_{dd} est construite à partir du modèle de Corcos suivant qui décrit les statistiques d'ordre 2 des fluctuations pariétales de pression entre 2 microphones séparés de $r = \sqrt{r_x^2 + r_y^2}$ [21] :

$$S_{dd}(r; \omega) = S_0(\omega) e^{-|r_x|/L_x} e^{-|r_y|/L_y} e^{-j\omega r_y/U_c}, \quad (4)$$

où U_c est la vitesse de convection de l'écoulement, et L_x et L_y les longueurs de corrélation suivant les directions transverses et parallèles à l'écoulement. Le modèle suppose qu'elles varient en loi inverse de la fréquence comme suit :

$$L_x = \frac{\alpha_x U_c}{\omega}, \quad L_y = \frac{\alpha_y U_c}{\omega}, \quad (5)$$

où α_x et α_y sont des constantes empiriques qui ont pour valeurs respectives 1.2 and 8. S_0 est l'autospectre du champ de pressions supposé homogène sur la structure test. La transformée de Fourier spatiale 2D de la densité interspectrale est notée $K_{dd}(k_x, k_y; \omega)$.

2.2 Résultats numériques

Les pressions désirées sont générées par un réseau champ-proche d'envergure $0.84 \text{ m} \times 0.84 \text{ m}$, constitué de 8×8 monopoles régulièrement espacés d'une distance $\delta_A = \delta_B = 0.12 \text{ m}$ suivant les directions parallèles et transverses à la direction de convection, et qui correspond aussi à la distance de séparation entre les sources et les microphones, h . Lors d'une synthèse régulière, l'excitation CLT est reproduite sur une grille d'envergure $0.92 \text{ m} \times 0.74 \text{ m}$ constituée de 35×27 microphones uniformément répartis et offrant une résolution spatiale $\delta_a = 0.027 \text{ m}$ et $\delta_b = 0.028 \text{ m}$. Lors d'une synthèse

focalisée, l'excitation CLT est reproduite sur un quart de la surface initiale, soit sur une grille d'envergure $0.46\text{m} \times 0.37\text{m}$ constituée de 18×14 microphones uniformément répartis et offrant la même résolution spatiale que précédemment. Les 64 signaux de commande sont calculés afin de reproduire la densité interspectrale (4) associée à une CLT induite par un écoulement à Mach subsonique élevé de vitesse externe $U_\infty = 255\text{m.s}^{-1}$.

Fig. 2 montre clairement qu'un réseau champ proche de 8×8 sources n'est pas capable de reproduire les propriétés d'intercorrélation spatiale d'une CLT à 1 kHz sur toute la surface du panneau à cause d'un nombre insuffisant de sources pour reproduire la plus petite échelle spatiale (environ 3 cm pour la longueur de corrélation transverse) à cette fréquence. Cependant, l'erreur quadratique moyenne, $J_e = 10 \log_{10} \left\{ \frac{\text{Tr}[(\mathbf{I} - \mathbf{G}\mathbf{G}^\dagger)\mathbf{S}_{dd}]}{\text{Tr}[\mathbf{S}_{dd}]} \right\}$, diminue de -0.8 à -5dB si le réseau de sources est piloté pour synthétiser la CLT sur une surface plus petite correspondant au quart de la surface initiale. On observe ainsi sur la Fig. 2 que la synthèse focalisée permet une amélioration de la reproduction de la corrélation spatiale. Même si le pic d'autocorrélation à l'origine est sous-estimé, le degré de couplage spatial entre la fonction de corrélation synthétisée et les modes de vibration du panneau test est restauré.

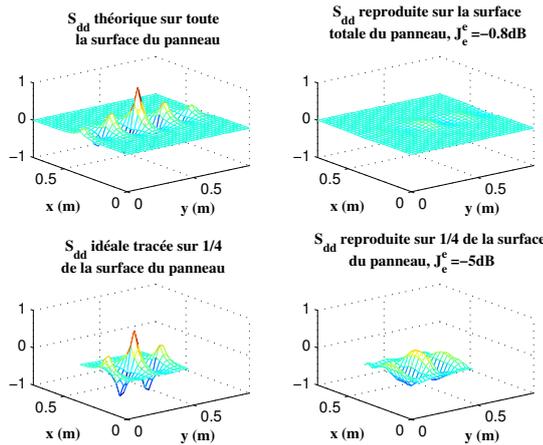


Figure 2 : Effet spatial d'une synthèse focalisée sur la précision avec laquelle est reproduite la fonction de corrélation d'une CLT ($f = 1\text{kHz}$) à l'aide d'un réseau champ proche de 8×8 sources.

Dans le domaine nombre d'onde, Fig. 3 montre qu'une synthèse régulière à 1 kHz permet au mieux de synthétiser les grandes échelles spatiales associées au nombre d'onde acoustique, $k_0 = 18.5\text{m}^{-1}$, suivant la direction de l'écoulement. Il est intéressant de constater qu'une synthèse focalisée permet de translater la tâche des échelles les plus énergétiques vers le nombre d'onde convectif, $k_c = 30.7\text{m}^{-1}$, associé aux échelles sous-longueur d'onde. Ce fait valide l'effet de l'approche focalisée. On observe aussi que l'effet de troncature spatiale étale la tache énergétique suivant les nombres d'onde parallèles à l'écoulement.

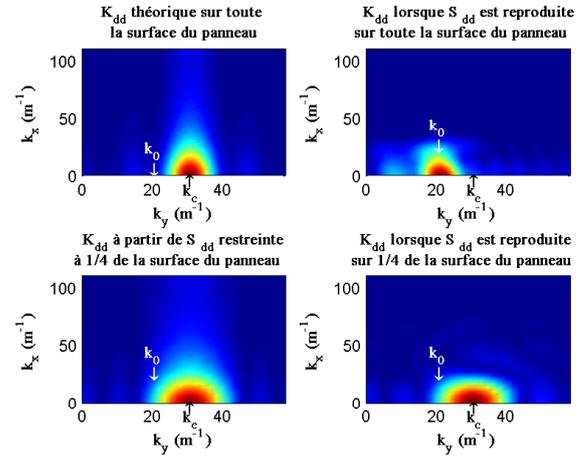


Figure 3 : Effet spectral d'une synthèse focalisée sur la précision avec laquelle est reproduite la fonction de corrélation d'une CLT ($f = 1\text{kHz}$) à l'aide d'un réseau champ proche de 8×8 sources.

La précision avec laquelle la fonction de corrélation spatiale est synthétisée est donnée par $\epsilon_e = 10 \log_{10} \left\{ \frac{\|\mathbf{G}\mathbf{W}_{\text{opt}}\mathbf{W}_{\text{opt}}^H\mathbf{G}^H - \mathbf{S}_{dd}\|}{\|\mathbf{S}_{dd}\|} \right\}$. Figure 4 montre qu'en deçà de 600 Hz, les deux approches permettent une synthèse de la CLT avec une bonne précision sensiblement équivalente. Conformément au critère théorique [12], $f_{\text{max}} = U_c \sqrt{N_x^{\text{HP}} N_y^{\text{HP}} / (9.18ab)}$, la précision avec laquelle une CLT ($U_\infty = 255\text{m.s}^{-1}$) sera reproduite par une synthèse régulière sur un domaine d'envergure $0.92\text{m} \times 0.74\text{m}$ se dégrade rapidement au-delà de 652 Hz alors qu'une synthèse focalisée sur un sous-domaine d'envergure $0.46\text{m} \times 0.37\text{m}$ permettra d'étendre le domaine de reproduction jusque vers 1300 Hz. Cette tendance est confirmée par la Figure 4 où on observe une extension du domaine de simulation de 750 Hz à 1220 Hz en supposant une erreur spatiale admissible de -2dB .

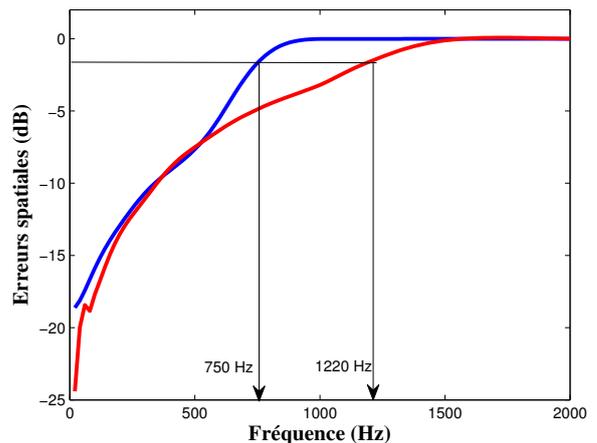


Figure 4 : Evolution de l'erreur spatiale avec laquelle est reproduite la fonction de corrélation d'une CLT jusqu'à 2kHz à l'aide d'un réseau champ proche de 8×8 sources : synthèse régulière (bleu); synthèse focalisée (rouge).

4 Synthèse réduite de l'interspectre

Le principe de cette approche parcimonieuse est de synthétiser sur la surface totale de simulation une approximation réduite \mathbf{S}_{dd}^N de rang N de la matrice d'interspectre \mathbf{S}_{dd} des pressions pariétales. Pour ce faire, on réalise une décomposition en valeurs propres de \mathbf{S}_{dd} sous la forme $\mathbf{S}_{dd} = \mathbf{Q}\mathbf{\Lambda}\mathbf{Q}^H$ où \mathbf{Q} est la matrice des vecteurs propres et $\mathbf{\Lambda}$ la matrice diagonale des valeurs propres. \mathbf{S}_{dd}^N s'exprime alors à l'aide des sous-matrices \mathbf{Q}_N (\mathbf{Q} tronquée à N colonnes) et $\mathbf{\Lambda}_N$ ($\mathbf{\Lambda}$ tronquée à N colonnes et N lignes) sous la forme

$$\mathbf{S}_{dd}^N = \mathbf{Q}_N \mathbf{\Lambda}_N \mathbf{Q}_N^H. \quad (6)$$

La matrice de filtre de contrôle associée à une synthèse réduite de rang N s'écrit :

$$\mathbf{W}_{opt,d}^N = \mathbf{G}^\dagger \mathbf{Q}_N \sqrt{\mathbf{\Lambda}_N}. \quad (7)$$

Figure 5 montre que l'approche de synthétiser uniquement la contribution des 6 premières Composantes Principales (CP) d'une CLT conduit à une erreur du même ordre de grandeur que celle induite par une synthèse directe régulière de \mathbf{S}_{dd} .

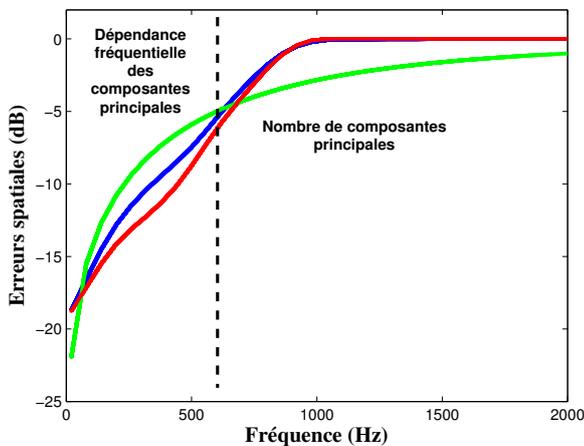


Figure 5 : Evolution de l'erreur spatiale avec laquelle est reproduite la fonction de corrélation d'une CLT jusqu'à 2kHz à l'aide d'un réseau champ proche de 8×8 sources : synthèse régulière (bleu); synthèse réduite de rang $N = 6$ (rouge) ; erreur d'approximation entre \mathbf{S}_{dd}^N et \mathbf{S}_{dd} (vert).

En effet, les CPs dépendent de la fréquence. L'effort de synthèse est limité par la réduction des échelles spatiales à reproduire lorsque la fréquence augmente, ces dernières correspondant à la longueur d'onde des premières CPs, bien distinctes jusqu'à 600 Hz (Fig. 6). Au-delà de 600 Hz, l'effort est plutôt limité par le nombre de CPs à prendre en compte. Figure 6 montre que les CPs ont alors des contributions beaucoup moins distinctes qui tendent à devenir de plus en plus groupées avec la fréquence. Au-delà d'un certain ordre, l'expression analytique des CPs montrent que leurs nombres d'onde ne dépend plus de la

fréquence, mais qu'ils sont reliés de manière harmonique. Ces facteurs limitants sont résumés dans la Fig. 5.

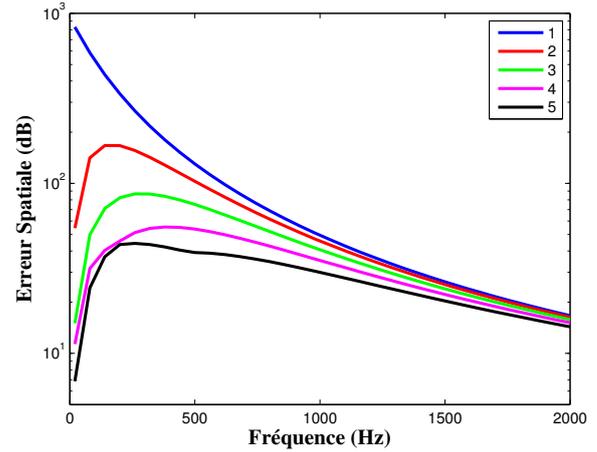


Figure 6 : Evolution des 5 premières composantes principales de \mathbf{S}_{dd} avec la fréquence.

Figure 7 permet d'apprécier le fait que l'interspectre \mathbf{S}_{dd} d'une CLT est reproduit à 800 Hz avec le même degré d'approximation que l'interspectre de rang réduit \mathbf{S}_{dd}^N avec $N = 6$. Ceci est en accord avec Fig. 5 qui montre que les deux approches conduisent à une erreur spatiale d'environ -2 dB pour la reproduction d'une CLT à 800 Hz.

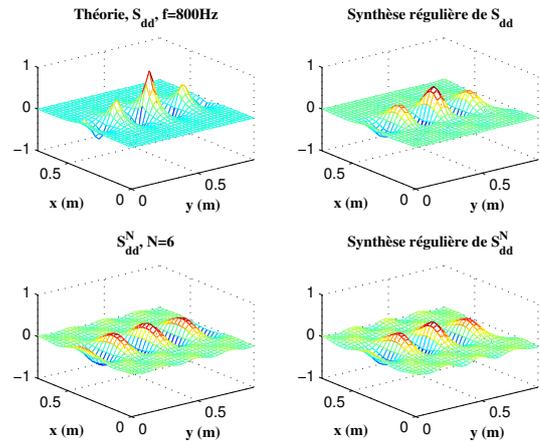


Figure 7 : Effet spatial d'une synthèse réduite de rang $N = 6$ afin de reproduire l'interspectre d'une CLT à 800 Hz à l'aide d'un réseau champ proche de 8×8 sources.

4 Synthèse par égalisation des transferts acoustiques principaux

En plus du nombre de sources requis pour synthétiser les longueurs de corrélation désirées, un autre facteur limitant est le filtrage des échelles spatiales par les transferts acoustiques entre les sources et les microphones. Ce filtrage passe-bas se traduit par une décroissance en plateau des valeurs singulières de \mathbf{G} , comme le montre la Figure 8 tracée à 800 Hz. Afin de relaxer l'effort de synthèse, il peut alors être judicieux de n'égaliser que les transferts acoustiques principaux associés aux valeurs singulières prépondérantes de \mathbf{G} .

On réalise une décomposition en valeurs singulières de \mathbf{G} sous la forme $\mathbf{G} = \mathbf{U}\mathbf{\Sigma}\mathbf{V}^H$ où \mathbf{U} (resp. \mathbf{V}) sont les matrices des vecteurs singuliers champs (resp. sources) et $\mathbf{\Sigma}$ la matrice diagonale constituée de $N_{HP} = 64$ valeurs singulières associées au réseau champ proche de 8×8 sources. On note \mathbf{G}_p la matrice de transfert réduite aux P premiers transferts principaux. Elle est calculée en annulant les $(N_{HP} - P)$ dernières valeurs singulières. La matrice de filtre de contrôle associée à une synthèse par égalisation des P transferts acoustiques principaux s'écrit :

$$\mathbf{W}_{opt,d}^P = \mathbf{G}_P^\dagger \mathbf{Q} \sqrt{\mathbf{\Lambda}}. \quad (8)$$

On considère la synthèse d'un CAD et d'une CLT à 800 Hz. D'après la Fig. 8, il est clair que le filtrage passe-bas induit par les transferts acoustiques ne limite pas le nombre de Degrés De Libertés (DDLs) d'un CAD pariétal ce qui n'est pas le cas pour la CLT. En supposant une densité de sources suffisante, on s'attend donc à reproduire un CAD avec une meilleure précision qu'une CLT après égalisation des transferts principaux.

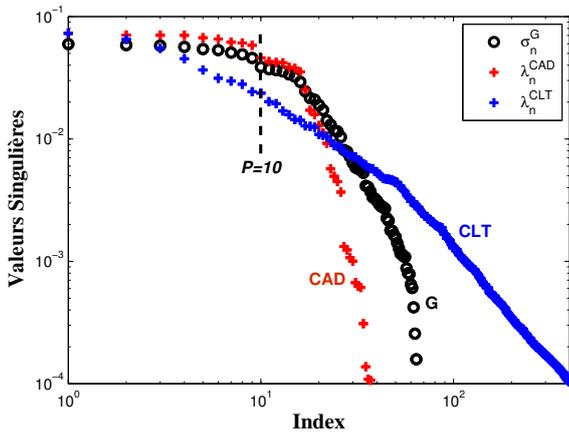


Figure 8 : Décroissance à 800 Hz des valeurs singulières de \mathbf{S}_{dd}^{CAD} (rouge), de \mathbf{S}_{dd}^{CLT} (bleu) et de \mathbf{G} (noir).

Ceci est vérifié dans la Fig. 9 (colonne de gauche) où on observe que l'égalisation de \mathbf{G}_{10} pour la synthèse d'un CAD conduit à une bonne erreur de reproduction de seulement -4 dB. Par contre, l'égalisation de \mathbf{G}_{10} pour la synthèse d'une CLT (colonne de droite) induit une troncature notable à $P=10$ du nombre de DDLs requis pour la reproduction d'une CLT. Il est intéressant de remarquer que cette troncature (des échelles inférieures ou égales à la longueur d'onde acoustique) conduit à la synthèse d'un champ dont la surface de corrélation est similaire à celle d'un CAD (Figure 9 : figures de la ligne du bas). On a observé par ailleurs qu'une synthèse régulière de l'interspectre d'une CLT équivaut à une synthèse par égalisation de \mathbf{G}_{30} , i.e. des $P=30$ premiers transferts principaux, associés, comme on le voit Fig. 8, à l'effet de filtrage spatial par \mathbf{G} . Cela conduit à une erreur néanmoins acceptable de -1.8 dB.

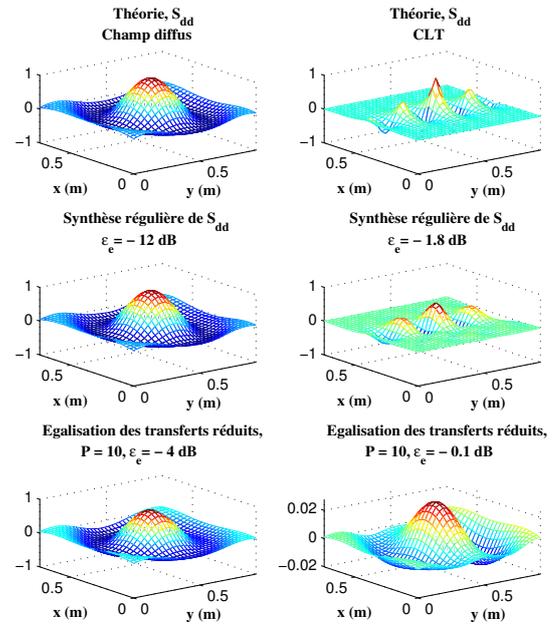


Figure 9 : Effet spatial de l'égalisation des transferts acoustiques principaux ($P=10$) sur la synthèse d'un CAD et d'une CLT à 800 Hz à l'aide d'un réseau champ proche de 8×8 sources.

On notera que la décroissance des valeurs singulières des interspectres observée Fig. 8 s'apparente à l'évolution de leur transformée de Fourier spatiale : à support borné pour un CAD et en $(1+n^2)^{-1}$ pour une CLT. En effet, lorsque le nombre de microphones augmente sur la surface de simulation, la matrice d'interspectre tend asymptotiquement vers une matrice circulante dont les vecteurs propres sont des composantes de Fourier.

5 Conclusions

Trois approches ont été comparées afin d'étendre le domaine spectral de synthèse d'une CLT subsonique tout en gardant un nombre raisonnable de sources champ proche. Les conclusions suivantes ont été obtenues :

- La synthèse focalisée d'une CLT sur un sous-domaine de surface $S_f < S$ du domaine de simulation de surface S permet d'étendre la plage fréquentielle de reproduction d'un ratio $0.8\sqrt{S/S_f}$. En considérant une aire de synthèse encore plus focalisée, $S_f = 0.2 \times 0.17 \text{ m}^2$, associée à une peau de fuselage comprise entre deux lisses et deux cadres circonférentiels adjacents [7], on pourrait étendre la fréquence maximale de reproduction jusqu'à 2680 Hz en utilisant le réseau champ proche de 8×8 sources.
- La synthèse d'une CLT d'interspectre réduit à ses premières composantes principales ne conduit pas à une augmentation de la fréquence maximale de simulation. Ceci est dû à l'évolution avec la fréquence des échelles spatiales associées à chaque

CP de sorte que la synthèse des premières CPs nécessite rapidement, tout comme la synthèse régulière, un effort de reconstruction d'échelles sous-longueur d'onde.

- La synthèse par égalisation des transferts acoustiques principaux est adaptée lorsque le processus aléatoire à synthétiser est de bande limitée et de fréquence de coupure inférieure à la fréquence de coupure des transferts acoustiques. C'est le cas pour la synthèse d'un CAD, mais ce n'est pas le cas pour la reproduction d'une CLT associée à un processus aléatoire à bande illimitée.

Remerciements

Cette étude constitue une partie du projet BLOWING (TRA2014-56639-R, 2015-2017) financé par le Ministère de l'Economie et de la Compétitivité en Espagne. Les auteurs remercient le Centre de Ressources Vibroacoustiques du LMA pour la mise à disposition du système d'acquisition et de la salle semi-anéchoïque.

Références

- [1] F. J. Fahy, On simulating the transmission through structures of noise from turbulent boundary layer pressure fluctuations, *Journal of Sound and Vibration* **3**, 57-81 (1966).
- [2] C. J. Dodds, The laboratory simulation of vehicle service stress, *ASME Journal of Engineering for Industry* **96**, 391-398 (1974).
- [3] G. Robert and J. Sabot, Use of random forces to simulate the vibroacoustic response of a plate excited by a hydrodynamic turbulent boundary layer, *Proceedings of the ASME Winter Meeting: Symposium on Flow-Induced Vibrations* **5**, 53-61 (1984).
- [4] A. Steinwolf, R. G. White and H. F. Wolfe, Simulation of jet-noise excitation in an acoustic progressive wave tube facility, *Journal of the Acoustical Society of America* **109**, 1043-1052 (2001).
- [5] P.A. Gauthier, C. Camier, O. Gauthier, Y. Pasco and A. Berry, Aircraft sound environment reproduction: Sound field reproduction inside a cabin mock-up using microphone and actuator arrays, In Proceedings of Meetings in Acoustics, *International Congress on Acoustics ICA 2013*, Array Signal Processing for Three-Dimensional Audio Applications I, Vol. 19, 055008, (2013).
- [6] S. Algermissen, S. Meyer, C. Appel and H. P. Monner, Experimental synthesis of sound pressure fields for active structural acoustic control testing, *Journal of Intelligent Material Systems and Structures* **25**, 881-889 (2014).
- [7] J. F. Wilby and F. L. Gloyna, Vibration measurements of an airplane fuselage structure I. turbulent boundary layer excitation, *J. Sound Vib.* **23**, 443 - 466 (1972).
- [8] J. A. Cockburn and J. E. Robertson, Vibration response of spacecraft shrouds to in-flight fluctuating pressures, *J. Sound Vib.* **33**, 399-425 (1974).
- [9] W. V. Bhat, Flight test measurements of exterior turbulent boundary layer pressure fluctuations on Boeing model 737 airplane, *J. Sound Vib.* **14**, 439-457 (1971).
- [10] S. J. Elliott, C. Maury and P. Gardonio, The synthesis of spatially correlated random pressure fields, *J. Acoust. Soc. Am.* **117**, 1186-1201 (2005).
- [11] T. Bravo and C. Maury, The experimental synthesis of random pressure fields: Methodology, *J. Acoust. Soc. Am.* **120**, 2702-2711 (2006).
- [12] C. Maury and T. Bravo, The experimental synthesis of random pressure fields: Practical feasibility, *J. Acoust. Soc. Am.* **120**, 2712-2723 (2006).
- [13] T. Bravo and C. Maury, Enhancing low frequency sound transmission measurements using a synthesis method, *J. Acoust. Soc. Am.* **122**, 869-880 (2007).
- [14] T. Bravo and C. Maury, A synthesis approach for reproducing the response of aircraft panels to a turbulent boundary layer excitation, *J. Acoust. Soc. Am.* **129**, 143-153 (2011).
- [15] M. Aucejo, L. Maxit and J.L. Guyader, Experimental simulation of turbulent boundary layer induced vibrations by using a synthetic array, *J. Sound Vib.* **331**, 3824-3843 (2012).
- [16] A. Berry, R. Dia and O. Robin, A wave field synthesis approach to reproduction of spatially-correlated sound fields, *J. Acoust. Soc. Am.* **131**, 1226-1238 (2012).
- [17] O. Robin, A. Berry and S. Moreau, Reproduction of random pressure fields based on planar nearfield acoustic holography, *J. Acoust. Soc. Am.* **133**, 3885-3899 (2013).
- [18] A. Hekmati, D. Ricot and P. Druault, Numerical synthesis of aeroacoustic wall pressure fields over a flat plate: Generation, transmission and radiation analyses, *J. Sound Vib.* **332**, 3163-3176 (2013).
- [19] M. Pachebat, N. Totaro, P. Chainais et O. Collery, Synthèse en espace et temps du rayonnement acoustique d'une paroi sous excitation turbulente par synthèse spectrale 2D+T et formulation vibro-acoustique directe, *Actes du Congrès Français d'Acoustique 2014*, Poitiers, France (2014).
- [20] C. Maury and T. Bravo, Synthèse de champs de pression pariétaux sur une structure : approches numériques et expérimentales. *Actes du Congrès Français d'Acoustique CFA 2014*, **115**, Poitiers (2014).
- [21] G. M. Corcos, The resolution of pressures in turbulence, *J. Acoust. Soc. Am.* **35**, 192-199 (1963).