



Étude de sons auto-entretenus : transferts énergétiques entre l'énergie cinétique turbulente et le champ acoustique

H. Assoum, A. Sakout et K. Abed-Meraim

Université de la Rochelle, Avenue Michel Crépeau, Pole sciences et tech-LaSIE, 17000 La Rochelle, France

hassan.assoum@gmail.com

Des sons auto-entretenus peuvent être générés par un jet plan heurtant une plaque fendue. Une boucle de rétroaction est alors installée dans le système : Les structures tourbillonnaires issues du cisaillement sont déformées lorsqu'ils rencontrent un obstacle. Sous certaines conditions, il y a émission d'un champ acoustique intense. Dans ce travail, nous utilisons une technique de mesure de type plein champ résolu dans le temps (technique de la PIV-2D) pour mesurer les champs cinématiques simultanément avec des mesures acoustiques du bruit généré par l'écoulement. Le corollaire énergétique de Howe montre que l'origine des bruits aérodynamiques peut être attribuée aux mouvements fluides en rotation et met en exergue le rôle des conditions de phase entre la vorticité, la vitesse de l'écoulement et la vitesse acoustique pour l'optimisation des transferts énergétiques entre l'énergie cinétique turbulente et le champ acoustique. Cette étude a pour objectif d'étudier les transferts entre l'énergie cinétique turbulente et le champ acoustique pour deux nombres de Reynolds présentant un haut et un bas niveau acoustique. On montre que des conditions de phases sont nécessaires pour l'optimisation des transferts énergétiques permettant ainsi l'installation de la boucle d'auto-entretien dans l'écoulement.

1 Introduction

Le mécanisme de production de sons auto-entretenus résulte de l'interaction d'une couche de cisaillement de l'écoulement avec les singularités que présente l'obstacle rencontré [2, 3, 6, 7, 8]. Powell [10] a développé une analogie qui permet de prendre en compte des sources sonores crées par les tourbillons dans un écoulement à bas nombre de Reynolds. Howe [9] a été le premier à utiliser cette analogie dans le cas d'un écoulement proche d'une paroi. Le corollaire de l'énergie de Howe permet d'évaluer la puissance acoustique  chang e avec l'écoulement. Ceci nécessite d'avoir trois quantités, la vorticité, la vitesse de l'écoulement et la vitesse acoustique en utilisant des données expérimentales ou numériques. Quand la boucle d'auto-entretien est optimisée, le transfert d'énergie du champ aérodynamique au champ acoustique se fait dans une configuration géométrique permettant des interactions optimales entre le champ acoustique et celui des fluctuations aérodynamiques. La vitesse acoustique est une grandeur très délicate qui nécessite une métrologie spécifique très pointue. Avec des mesures PIV 2D [1], on peut évaluer l'énergie cinétique surfacique du champ aérodynamique et analyser sa corrélation avec le niveau acoustique.

L'évolution de l'énergie cinétique turbulente est importante à quantifier en même temps que le niveau acoustique pour mieux comprendre son rôle dans ce phénomène et le transfert d'énergie entre ces deux champs. Ainsi, dans ce travail, l'ECT ( nergie Cinétique Turbulente) bidimensionnelle de l'énergie cinétique turbulente moyenne est examinée (ou l'énergie cinétique turbulente surfacique moyenne) en fonction du nombre de Reynolds pour un jet plan heurtant une plaque fendue.

2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est représenté sur la Figure 1a. Il permet de générer l'écoulement et de contrôler ses paramètres : la vitesse de sortie du jet, la distance entre la sortie du jet et la plaque, ainsi que la géométrie de l'obstacle. Ce dispositif est constitué d'un compresseur asservi qui met une chambre de tranquillisation cubique de 1 m de côté sous pression. Les flux d'air ainsi régulés traversent ensuite un conduit de section rectangulaire (90x190 mm²) muni d'un nid d'abeilles et se terminant par un convergent d'une longueur de 200 mm faisant passer la hauteur du conduit de 90 mm à 10 mm avant de sortir par un orifice rectangulaire. Le jet ainsi crée a un rapport d'aspect de 19 (largeur : $L_y = 190$ mm / hauteur : $H = 10$

mm) et va heurter une plaque munie d'une fente de même dimensions que l'orifice de sortie du jet (10x190 mm²) Figure 1b. La plaque utilisée a une forme carrée, de 250 mm de côté et fait 4 mm d'épaisseur. Elle est placée à une distance L de la sortie du convergent. L est réglable de sorte que la distance adimensionnelle L/H varie entre 0 à 8. Les bords de la fente sont biseautés   45  Figure 1c. Le système d'axe utilisé est défini sur la Figure 1a.

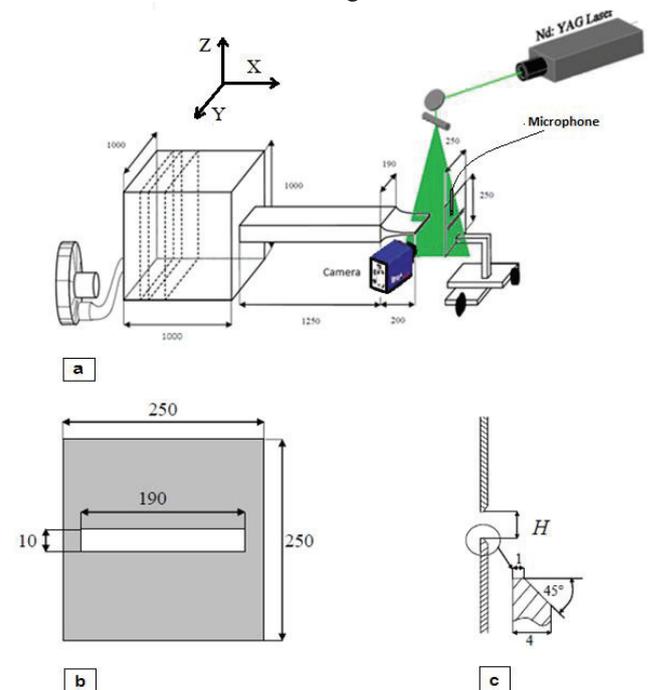


Figure 1. Dispositif expérimental

Le système PIV utilisé comporte une caméra Phantom V9 avec une résolution de 1600X784 pixels et un laser Nd YLF Pegasus New Wave de 10 mJ et d'une longueur d'onde de 527 nm. La caméra est montée sur un système de déplacement suivant un axe normal à la nappe laser. La technique PIV permet d'obtenir les deux composantes de vitesse dans les plans visualisés (plans verticaux perpendiculaires à la fente), en utilisant une corrélation croisée entre les deux captures d'images espacées d'un intervalle de temps Δt ajustable par l'utilisateur. La fréquence d'acquisition utilisée est de 1500 Hz. Ainsi, dans chaque plan, 1500 couples d'images ont été acquis. La synchronisation entre le laser et l'appareil photo est command e par un système de LaVision avec le logiciel Davis 8.0. Les images sont traitées par un algorithme de corrélation multi-fenêtres adaptative. La méthode de la

prédiction-corrective est validée pour chaque taille de fenêtre lorsque le rapport du signal sur le bruit de la corrélation est supérieure à un seuil de 1,1. En moyenne, moins de 2% des vecteurs sont détectés comme incorrectes. Ces vecteurs sont corrigés en utilisant un schéma d'interpolation bilinéaire. La fenêtre finale est composée de 64x64 pixels avec un chevauchement entre les fenêtres de 50%. L'ensemencement des flux d'air est fait avec un générateur de gouttelettes spécifique, utilisant de l'huile d'olives, et permettant l'obtention de particules ayant des diamètres compris entre 1 et 2 μm .

La pression acoustique a été échantillonnée à 5 kHz grâce à des microphones B&K 4189-A-021 de sensibilité comprise entre 6,3 Hz et 20 kHz. Les microphones sont placés derrière la plaque, à l'abri des perturbations hydrodynamiques. Les accélérations de la plaque ont été mesurées grâce à des accéléromètres Piezotronics DGB A/24/E, de 8 mm de diamètre, pesant 2 g et avec une sensibilité allant de 0 à 10 kHz.

Toutes les mesures ont été effectuées simultanément en utilisant une carte d'acquisition de données: National Instruments.

3 Résultats

Dans le but d'analyser le transfert énergétique dans deux cas bruyant et non bruyant, on considèrera le jet à deux pics du niveau acoustique et ceci à $Re=4045$ et $Re=5435$ comme montré sur la Figure 2 où on représente l'évolution du niveau acoustique en fonction du nombre de Reynolds et pour un confinement $L/H=4$.

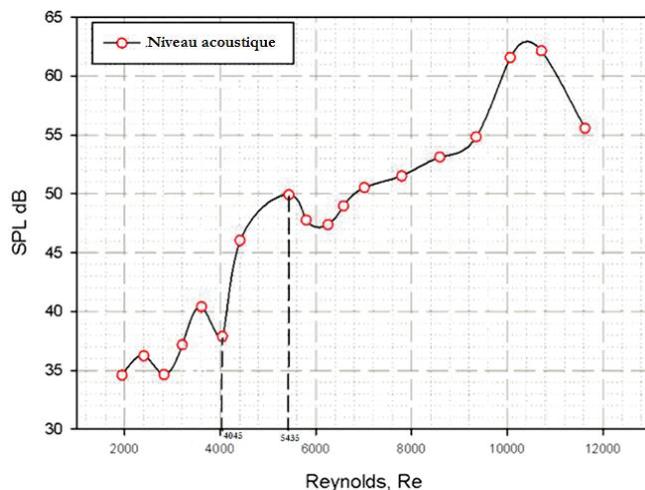


Figure 2. Niveaux acoustiques en fonction du nombre de Reynolds. $L/H=4$

L'énergie cinétique turbulente bidimensionnelle (ECT) est calculée sur chaque pixel de deux surfaces S1 et S2 comme montré sur la Figure 3 dans le plan (X,Y) puis normalisée par la vitesse moyenne de sortie de la manière suivante : $ECT = \frac{u'^2 + v'^2}{\langle u_0^2 \rangle}$.

Dans un deuxième calcul, la résultante de cette quantité est divisée par l'air de la surface sur laquelle le calcul de l'ECT est fait. En appliquant ce calcul sur des images de PIV successives, on obtient l'évolution de l'ECT bidimensionnelle par unité de surface en fonction du temps. Ensuite le temps est normalisé par la période des sons auto-entretenus du signal acoustique mesuré $T=1/F$. De cette manière l'ECT bidimensionnelle par unité de surface est

obtenue en fonction de la période du cycle acoustique des sons auto-entretenus.

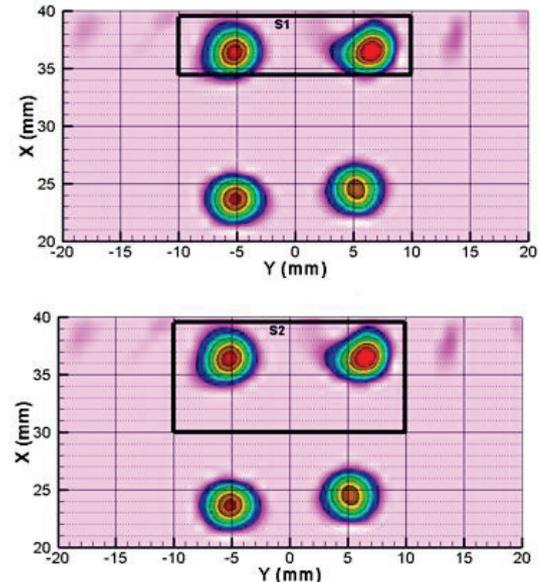


Figure 3. Surface S1 et S2. Tourbillons identifiés avec le critère λ_2

Sur la Figure 3 nous utilisons le critère λ_2 pour détecter les tourbillons. Ce critère a été décrit par [4] et [5]. La surface S1 peut contenir deux tourbillons de part et d'autre de l'axe du jet et la surface S2 s'étend plus en aval. Cette vérification nous permet de voir l'influence de la surface considérée sur les conditions de transfert énergétique.

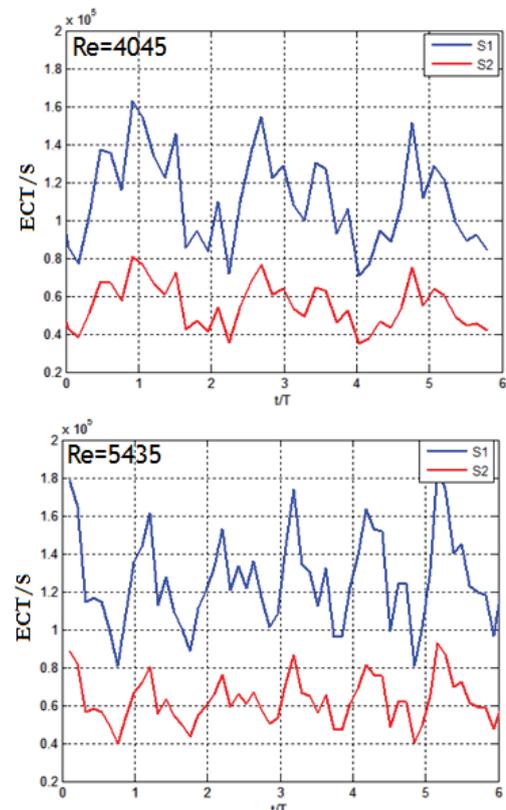


Figure 4. Amplitudes normalisées du signal acoustique et de l'énergie cinétique turbulente bidimensionnelle par unité de surface et par cycle acoustique T . $L/H=4$

Comme on peut le constater sur la Figure 4, l'ECT par unité de surface diminue quand la surface de calcul devient

plus grande en s'étendant sur des zones moins turbulentes que la zone proche de la paroi. On peut aussi remarquer que le signal de l'ECT réserve la même phase. Dans la suite du document on utilisera la surface S1 pour le calcul de l'ECT.

Les configurations présentant un minimum local du niveau acoustique ($Re=4045$, Figure 2) et un pic du niveau acoustique ($Re=5435$, Figure 2) sont considérés et l'évolution de l'ECT est montrée dans les deux cas. Il est possible de voir que dans le cas du haut niveau acoustique (Figure 5(b)) il existe une opposition de phase entre les signaux de l'énergie cinétique turbulente surfacique et celui de l'acoustique contrairement au cas du faible niveau acoustique (Figure 5(a)) où ces signaux ne sont pas parfaitement en opposition de phase. La fréquence fondamentale de ces deux signaux a été calculée, elle est identique dans le cas du haut niveau acoustique et présente une légère différence dans le cas du faible niveau acoustique. Comme vu dans la partie précédente, le pic du signal acoustique correspond à l'impact des tourbillons sur la plaque, ceci implique que le transfert énergétique du champ fluctuant au champ acoustique s'optimise et devient maximal au moment où les tourbillons atteignent la paroi de la plaque fendue de part et d'autre de la fente. Ainsi, quand la boucle de rétroaction s'optimise, la même fréquence est imposée et l'énergie cinétique turbulente devient minimale car elle est cédée au champ acoustique et ainsi ils sont en opposition de phase.

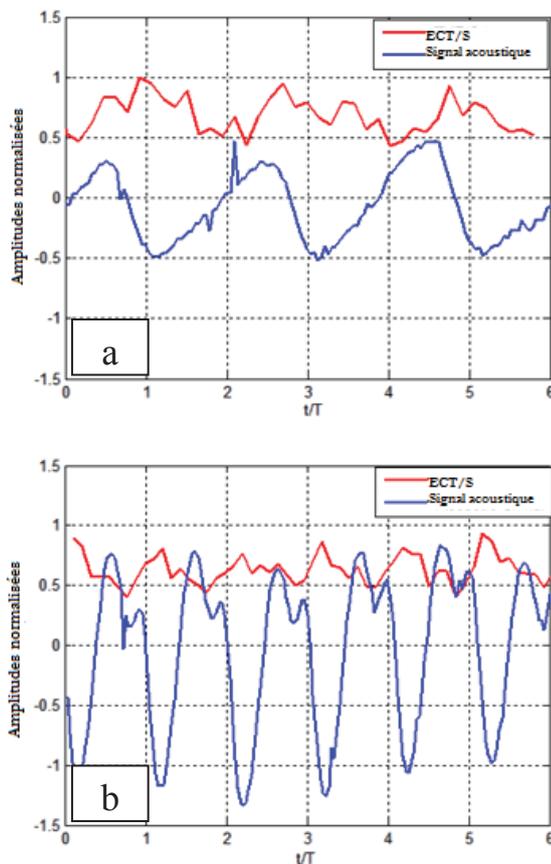


Figure 5. Amplitudes normalisées du signal acoustique et de l'énergie cinétique turbulente bidimensionnelle par unité de surface pour $L/H=4$. (a) : $Re=4045$, (b) : $Re=5435$.

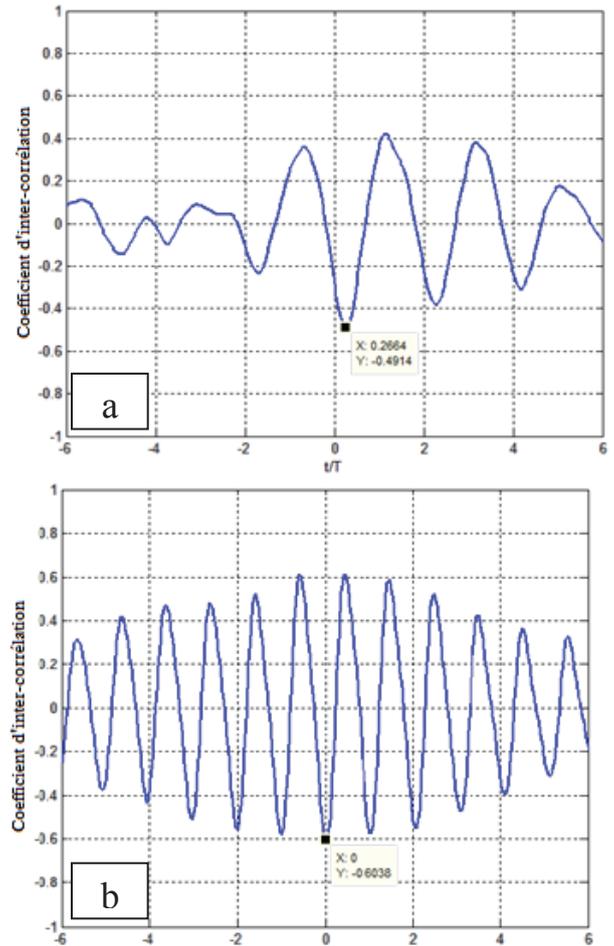


Figure 6. Inter-corrélations entre le signal acoustique et l'énergie cinétique turbulente. (a) : $Re=4045$, (b) : $Re=5435$.

Sur la Figure 6 on trace l'inter-corrélation entre le signal acoustique et celui de l'ECT pour les deux nombres de Reynolds. Pour le cas présentant un bas niveau acoustique ($Re=4045$, Figure 2) l'inter-corrélation présente un pic négatif décalé de $t=0.26*T$, où T est le cycle acoustique. L'inter-corrélation se dégrade très rapidement dans le temps pour ce cas. Cependant dans le cas présentant un haut niveau acoustique ($Re=5435$, Figure 2), le pic de corrélation est négatif mais centré sur zéro avec un coefficient plus important que celui du premier cas et qui est égale $= 0.6$. L'inter-corrélation garde un profil périodique dans 1 temps ce qui reflète le degré de dépendance linéaire entre les deux signaux.

L'inter-corrélation entre ces deux signaux montre l'importance de la phase pour avoir un cas à haut ou bas niveau acoustique. Quand les transferts énergétiques sont optimales et le niveau acoustique est maximale, l'évolution du champ acoustique évolue en opposition de phase avec le champ de l'énergie cinétique turbulente qui lui est transférée.

4 Conclusion

L'énergie cinétique turbulente (ECT) a été calculée pour deux nombres de Reynolds présentant un cas bruyant et un autre moins bruyant. Le transfert d'énergie du champ dynamique au champ acoustique est favorisé quand un pic d'énergie fluctuante est disponible pour effectuer ces

échanges énergétiques. L'évolution du champ acoustique dans un cas bruyant évolue en opposition de phase par rapport au champ d'énergie cinétique turbulente qui lui est transférée.

Références

- [1] Assoum, H. H., El Hassan, M., Abed-Meraïm, K., Martinuzzi, R. and Sakout, A.: 2013, Experimental analysis of the aero-acoustic coupling in a plane impinging jet on a slotted plate, *Fluid Dynamics Research*. 45(4), 045503.
- [2] A. Billon, V. Valeau, A. Sakout, Two feedback paths for a jet-slot oscillator. *Journal of Fluids and Structures* 21 (2005) 121–132
- [3] D. Rockwell, J.-C. Lin, P. Oshkai, M. Reiss and M. Pollack: Shallow cavity flow tone experiments: Onset of locked-on states. *Journal of Fluids and Structures*, 17(3):381–414, 2003.
- [4] Zhou, J., Adrian, R.J., Balachandar, S., Kendall, T.M. Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow. *J. Fluid Mech.* 387, 353–396. 1999
- [5] Jeong, J., Hussain, F. On the identification of a vortex. *J. Fluid Mech.* 285, 69–94. 1995
M. S. Chong, A. E. Perry, and B. J. Cantwell, « A general classification of three-dimensional flow fields », *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 2(5):765–777, 1990.
- [6] S. Ziada. Feedback control of globally unstable flows: Impinging shear flows. *Journal of Fluids and Structures*, 9(8):907–923, 1995.
- [7] D. Rockwell and E. Naudascher: Self-sustained oscillations of impinging free shear layers. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 11:67–94, 1979.
- [8] D.K. Holger, T.A. Wilson and G.S. Beavers: Fluid mechanics of the edgetone. *Journal of the Acoustical Society of America*, 62(5):1116–1128, 1977.
- [9] Howe M (1975) Contributions to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and the theory of the flute. *Journal of Fluid Mechanics* 71:625-673
- [10] Powell A Theory of vortex sound. *The Journal of the Acoustical Society of America* 36:17.(1964)