



**HAL**  
open science

# Étude de la dynamique tourbillonnaire d'un jet plan heurtant une plaque fendue et le champ acoustique généré

H Assoum, Anas Sakout, Karim Abed-Meraim

► **To cite this version:**

H Assoum, Anas Sakout, Karim Abed-Meraim. Étude de la dynamique tourbillonnaire d'un jet plan heurtant une plaque fendue et le champ acoustique généré. Congrès Français d'Acoustique, Apr 2014, Poitiers, France. hal-02447528

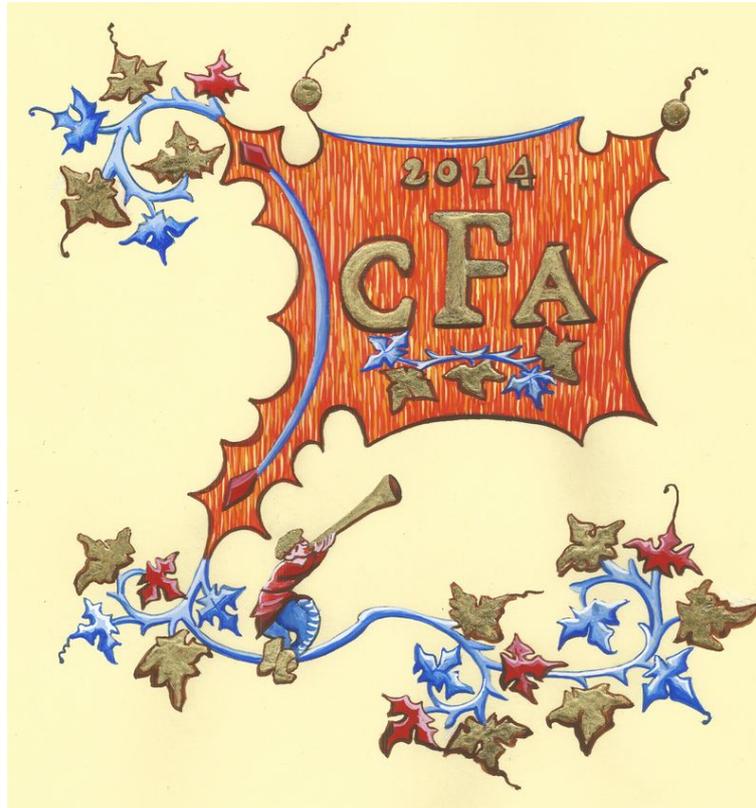
**HAL Id: hal-02447528**

**<https://univ-rochelle.hal.science/hal-02447528>**

Submitted on 24 Jan 2020

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



## **Étude de la dynamique tourbillonnaire d'un jet plan heurtant une plaque fendue et le champ acoustique généré**

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](mailto:hassan.assoum@gmail.com)

Les sons auto-entretenus sont liés aux couplages aéro-acoustiques et peuvent se produire lorsqu'un jet plan heurte une plaque fendue. L'impact des structures tourbillonnaires sur la paroi de la plaque induit une perturbation pouvant remonter l'écoulement et venir exciter le jet à sa naissance, établissant ainsi une boucle d'auto-entretien. Pour appréhender la relation entre le champ acoustique et la dynamique tourbillonnaire, des mesures de types plein champs résolu dans le temps (technique de la PIV-2D) sont réalisées simultanément avec des mesures acoustiques pour différents nombres de Reynolds. Cette étude renseigne sur la relation entre les trajectoires des tourbillons de l'écoulement et les niveaux acoustiques mesurés. D'autre part, elle informe en ce qui concerne la corrélation entre le changement de palier des fréquences des sons auto-entretenus et les trajectoires des tourbillons.

## 1 Introduction

Les sons auto-entretenus se produisent quand une boucle de rétroaction s'installe entre la zone de contact d'un jet avec une surface fendue et la bouche de soufflage. Le mécanisme de production de ces sons résulte de l'interaction d'une couche de cisaillement de l'écoulement avec les singularités que présente l'obstacle [3, 11, 12]. Ainsi, une onde acoustique est générée dans la zone où les structures tourbillonnaires du jet heurtent la plaque fendue, se propage vers l'amont et produit une modulation de la couche de cisaillement près de la sortie du jet et une amplification des instabilités [2,9]. La fréquence d'excitation des instabilités dépend des dimensions du jet, du nombre de Reynolds et de la distance entre la sortie du jet et la plaque. Cette boucle de rétroaction maximise le transfert d'énergie du champ aérodynamique vers le champ acoustique et crée une source de bruit aéroacoustique qui peut atteindre des niveaux sonores élevés que les industriels cherchent à réduire ou à supprimer. Malgré son apparente simplicité, ce phénomène reste encore mal compris et donc difficile à contrôler. L'un des objectifs de cette étude vise à une meilleure compréhension du phénomène de couplage aéro-acoustique en vue d'élaborer des stratégies de contrôle efficaces [1].

Pour mettre en place de telles procédures de contrôle, il faut comprendre les mécanismes aérodynamiques et acoustiques mis en jeu ainsi que les corrélations qui peuvent exister entre la dynamique du jet et le champ acoustique rayonné. Dans ce travail, les champs de vitesse sont obtenus par des mesures de vélocimétrie par image de particules (PIV). Des mesures simultanées de PIV résolues dans le temps et du champ acoustique ont permis de suivre l'évolution spatio-temporelle des structures tourbillonnaires le long du jet et d'analyser leurs corrélations avec le signal acoustique dans un jet plan heurtant une plaque fendue pour des cas bruyant ou non bruyant.

## 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 mm<sup>2</sup>) 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 créé 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 mm<sup>2</sup>) 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 à 45° Figure 1c. Le système d'axe utilisé est défini sur la Figure 1a.

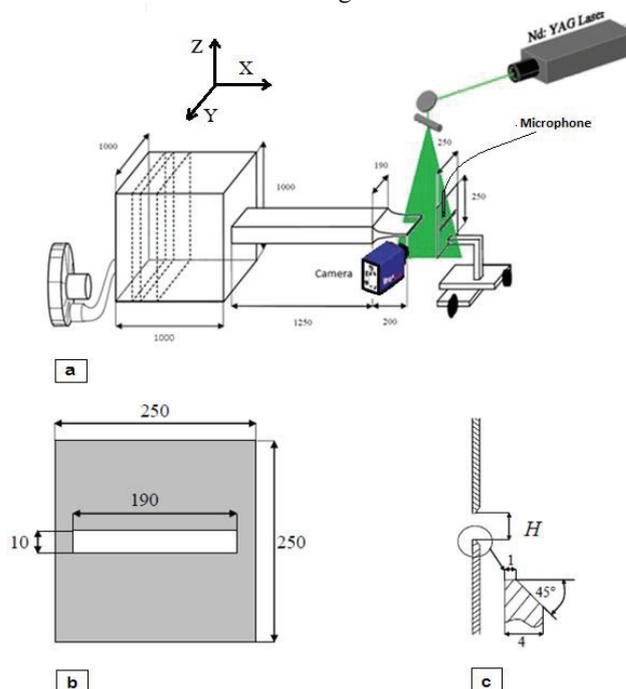


Figure 1. Dispositif expérimental

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  $\Delta t$  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 commandée 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  $64 \times 64$  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  $\mu\text{m}$ .

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

### 3.1 Fréquences des sons auto-entretenus

Les sons auto-entretenus sont accompagnés de niveaux acoustiques qui peuvent atteindre des valeurs très importantes. Les niveaux de pression acoustique obtenus dans le jet étudié ici sont présentés sur la Figure 2 en fonction du nombre de Reynolds pour un rapport de confinement  $L/H=4$ . Les fréquences des sons auto-entretenus  $f_0$  sont également tracées sur cette figure en fonction du nombre de Reynolds. Ces fréquences des sons auto-entretenus  $f_0$  présentent des sauts et évoluent linéairement par morceau en fonction du nombre de Reynolds. Quant au niveau acoustique, il augmente quand le nombre de Reynolds augmente avec des pics pour certains nombres de Reynolds. Les pics du niveau acoustique coïncident avec des sauts de fréquences des sons-auto-entretenus. Cette évolution montre une optimisation de la boucle de rétroaction et du transfert d'énergie du champ dynamique au champ acoustique lors d'un saut de fréquence.

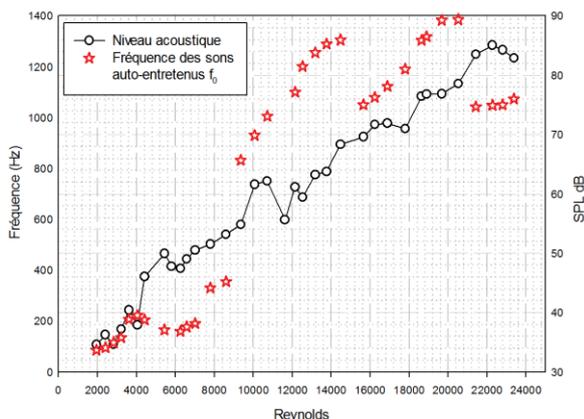


Figure 2. Fréquences des sons auto-entretenus  $f_0$  en fonction du nombre de Reynolds pour  $L/H=4$

### 3.2 Analyse des trajectoires des tourbillons en fonction du niveau acoustique

Dans cette partie un confinement expérimental bruyant  $L/H=4$  est considéré pour plusieurs nombres de Reynolds présentant des pics du niveau acoustique. Dans le but d'analyser la dynamique tourbillonnaire dans des cas bruyants, on considérera le jet à deux pics du niveau acoustique qui sont accompagnés d'un saut de fréquences des sons auto-entretenus (Figure 2) et ceci à  $Re=3610$  et  $Re=5435$  comme montré sur la Figure 3. Les deux nombres de Reynolds  $Re=3207$  et  $Re=4415$  qui précèdent les deux nombres de Reynolds  $Re=3610$  et  $5435$  (choisis aux pics du niveau acoustique) sont également étudiés (Figure 3). L'évolution des trajectoires des tourbillons ainsi que leurs dynamiques seront abordées pour ces quatre nombres de Reynolds.

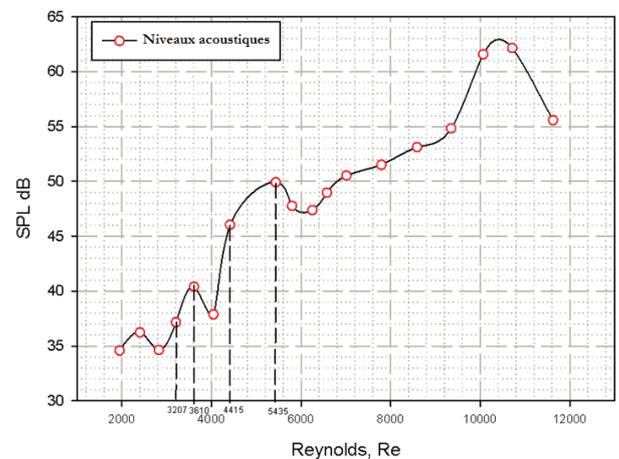


Figure 3. Niveaux acoustiques en fonction du nombre de Reynolds.  $L/H=4$

Lorsque le flux se déplace en aval le long de l'axe X, les instabilités initiales créées à la naissance du jet sont amplifiées. Ainsi, des structures azimuthales de grande échelle, appelées tourbillons de Kelvin-Helmholtz, sont générées. Plusieurs outils mathématiques ont été proposés pour l'identification et la caractérisation des structures tourbillonnaires. Le plus répandu est la vorticité. C'est l'outil le plus simple, il est très souvent utilisé mais il est aussi reconnu pour sa sensibilité vis-à-vis d'une couche de cisaillement. Ainsi, de nombreux auteurs ([4], [6] et [8]), ont montré que la vorticité n'est pas appropriée pour l'identification des tourbillons, car elle ne fait pas de distinction entre le cisaillement du fluide et un vrai mouvement rotatif des tourbillons. De ce fait, d'autres critères ont été suggérés pour remédier à ce problème, par exemple le critère Q [7],  $\lambda_2$  [8] ou D [9]. Sur les Figures 4, nous utilisons le critère  $\lambda_2$  pour détecter les tourbillons. Ce critère a été décrit par [5] et [8].

Les champs de  $\lambda_2$  sont superposés pour des instants successifs ce qui permet de voir les trajectoires des tourbillons qui ne sont visualisées que sur la moitié du jet dans cette étude parce que l'écoulement est symétrique. Ainsi, pour les nombres de Reynolds  $Re=3610$  et  $Re=5435$  qui représentent des pics du niveau acoustique et les nombres de Reynolds  $Re=3207$  et  $Re=4415$  qui viennent juste avant ces pics acoustique, on présente les trajectoires des tourbillons sur la Figure 4. Dans le cas du nombre de

Reynolds  $Re=3610$  et  $Re=5435$ , (c.à.d. aux pics du niveau acoustique considéré sur la Figure 3), les tourbillons empruntent deux trajectoires T1 et T2 (Figure 4 (b,d)), une première qui présente une légère pente et qui est moins serrée vers l'axe (nommée T1) et une deuxième qui est verticale et serrée vers l'axe du jet (nommée T2). Pour les nombres de Reynolds  $Re=3207$  et  $Re=4415$  (c.à.d. aux nombres de Reynolds qui précèdent les pics du niveau acoustique considéré sur la Figure 3), les tourbillons ne tracent qu'une seule trajectoire avec une légère pente vers l'extérieur de la fente (Figure 4 (a,c)). Les tourbillons empruntant la première trajectoire (T1) inclinée de l'axe du jet sont déviés dans la direction transversale et suivent le jet de paroi. Les tourbillons qui prennent la trajectoire T2 s'échappent à travers la fente qui se trouve entre  $Y/H=-0.5$  et  $Y/H=0$ .

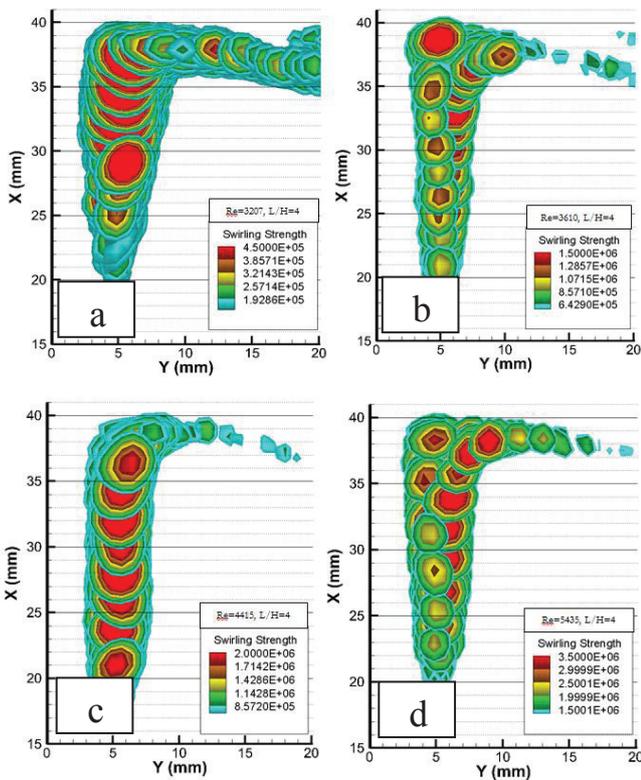


Figure 4. Champs de  $\lambda_2$  montrant les trajectoires des tourbillons sur la moitié du jet ( $Y>0$ ) pour (a) :  $Re=3207$ , (b) :  $Re=3610$ , (c) :  $Re=4415$  et (d) :  $Re=5435$ .

La dynamique des tourbillons et les conditions de phases sont très importantes dans la génération des sons auto-entretenus. En effet quand les structures tourbillonnaires arrivent à la paroi, la production sonore se fait de manière synchronisée avec le passage de ces structures.

Pour le nombre de Reynolds  $Re=5435$ , les tourbillons empruntent deux trajectoires suivant lesquelles ils s'échappent par la fente ou ils suivent le jet de paroi. Un suivi image par image des structures tourbillonnaires simultanément avec le champ acoustique est très important pour observer la phase entre les tourbillons (selon les deux trajectoires) et le signal acoustique dans le cas bruyant.

Ainsi, le signal acoustique mesuré à l'aide du microphone est présenté sur la Figure 5 pour une durée qui correspond à une période de ses oscillations à  $Re=5435$  et

$L/H=4$ . Les instants reportés en noir sur cette courbe correspondent à des instants de mesures PIV dont les images sont visualisées sur la Figure 6.

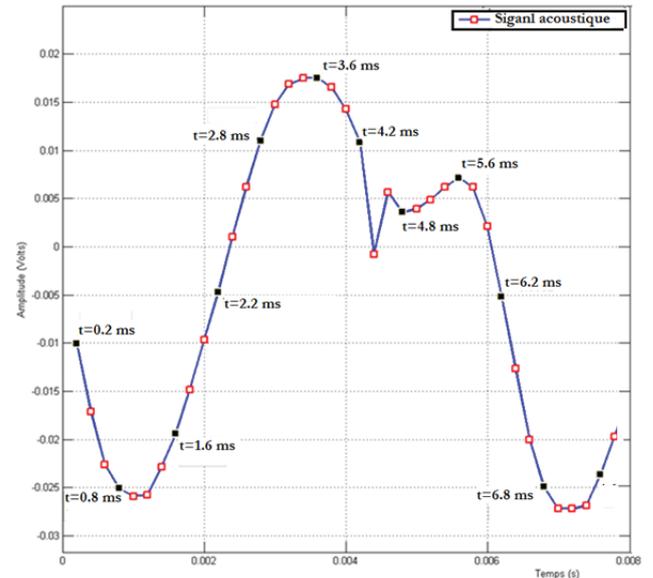


Figure 5 : Signal acoustique.  $Re=5435$  et  $L/H=4$

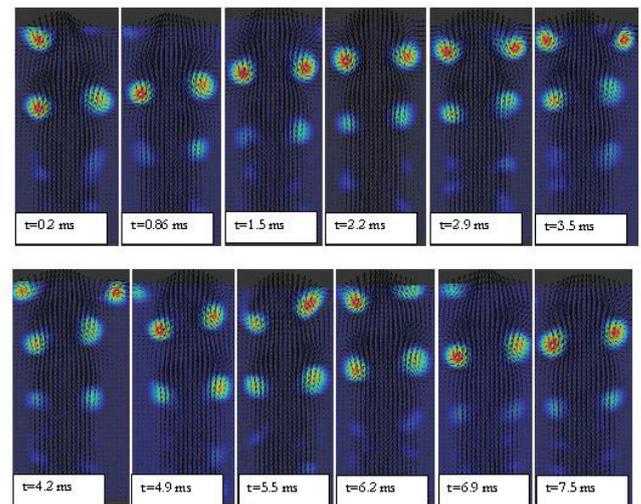


Figure 6 : Tourbillons identifiés grâce au critère  $\lambda_2$ .  $Re=5435$  et  $L/H=4$

Le signal acoustique montré sur la Figure 5 présente une période à deux pics successifs (à la même fréquence avec un déphasage) ayant des amplitudes différentes. En observant les instants  $t=3.6$  ms sur la Figure 5 et  $t=3.5$  ms sur la Figure 6, on constate que le premier pic qui a l'amplitude la plus importante se produit quand deux tourbillons arrivent à la plaque de part et d'autre de la fente. Ces deux tourbillons rétrécissent la veine de l'écoulement avant de dévier transversalement tout en provoquant une accélération du jet au niveau de la fente par les effets de rotation. À cet instant ( $t=3.5$  ms), les deux tourbillons dévient dans la direction transversale suivant la trajectoire T1. En observant le deuxième pic aux instants  $t=5.6$  ms du signal acoustique sur la Figure 5 et  $t=5.5$  ms de la Figure 6, il est possible de voir qu'il s'agit du moment où le tourbillon de droite arrive au niveau du bord de la fente en générant un effet d'accélération sur un seul côté avant d'être avalé par l'écoulement à travers la fente. Ensuite le deuxième tourbillon du côté gauche arrive au niveau de la paroi en retard par rapport au tourbillon de droite et s'éclate sur le bord de la fente pour être avalé en partie par cette

dernière. En effet, l'axe du jet n'est pas parfaitement horizontal et les tourbillons de part et d'autre de cet axe présentent un certain retard entre eux. Les tourbillons à l'instant  $t=5.5$  ms suivent la trajectoire T2 pour s'échapper à travers la fente de la paroi. Le minimum du signal acoustique (instants  $t=0.8$  ms et  $t=6.8$  ms de la Figure 5) est atteint quand les tourbillons principaux sont loin de la paroi de la plaque (instants  $t=6.8$  ms et  $t=6.9$  ms de la Figure 6).

Ainsi, les pics du signal acoustique sont atteints quand les tourbillons arrivent au niveau de la fente où ils étranglent la veine de l'écoulement d'une manière périodique et de cette façon se crée un effet de flûte, où on bouche ses trous pour créer les sons auto-entretenus, en rétrécissant le passage de l'écoulement par la fente par la présence des tourbillons. Quand les deux tourbillons qui sont déviés dans la direction transversale sont à proximité de la fente, le signal acoustique atteint son maximum, quand les deux tourbillons s'échappent par la fente de la plaque on obtient le deuxième pic du signal acoustique qui est moins important. En effet quand les deux tourbillons passent à travers la fente l'étranglement de la veine de l'écoulement est moins important.

## 4 Conclusion

Dans cette étude les sons auto-entretenus ont été considérés dans un premier temps pour un rapport de confinement  $L/H=4$  et différents nombres de Reynolds. L'évolution des fréquences des sons auto-entretenus présente des sauts qui sont accompagnés pour la plupart des cas d'un changement de mode aérodynamique et d'un pic du niveau acoustique.

Dans un deuxième temps, les trajectoires des tourbillons ont été présentées pour des configurations bruyantes et non bruyantes. Les tourbillons présentent une seule trajectoire dans le cas des configurations qui sont relativement peu bruyantes. Pour les configurations présentant un pic du niveau acoustique, les tourbillons empruntent deux trajectoires, une première suivant laquelle ils suivent le jet de paroi et une deuxième qui les amène à s'échapper par la fente de la plaque fendue.

Des techniques Laser plus avancées sont à employer pour des mesures de champs de vitesses. Ainsi des mesures stéréoscopiques et tomographiques permettront d'avoir les trois composantes de la vitesse de l'écoulement dans la zone proche de la fente où se créent les sources aéroacoustiques et les structures tridimensionnelles seront étudiées. L'écoulement derrière la plaque fendue serait aussi objet de mesure et de corrélation avec le signal acoustique.

## 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] Cucitore, R., Quadrio, M., Baron, A. On the effectiveness and limitations of local criteria for the identification of a vortex. *Eur. J. Mech. B/Fluids* 18, 261–282. 1999
- [5] 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
- [6] Kida, S., Miura, H. Identification and analysis of vertical structures. *Eur. J. Mech. B/Fluids* 17, 471–488. 1998
- [7] J.C.R. Hunt, A. Wray, and P. Moin, « Eddies, stream and convergence zones in turbulent flows », Center for Turbulence Research Report, CTR-S88, 1998.
- [8] 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.
- [9] S. Ziada. Feedback control of globally unstable flows: Impinging shear flows. *Journal of Fluids and Structures*, 9(8):907–923, 1995.
- [10] W.K. Blake and A. Powell: The development of contemporary views of flow-tone generation. In *Recent advances in aeroacoustics*, pages 247–325. Springer Verlag, New-York, 1986.
- [11] D. Rockwell and E. Naudascher: Self-sustained oscillations of impinging free shear layers. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 11:67–94, 1979.
- [12] 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.