



HAL
open science

Analyse expérimentale, par PIV, de la corrélation entre la dynamique tourbillonnaire d'un jet heurtant une plaque fendue et le champ acoustique généré

Marwan Alkheir, Jana Hamdi, Kamel Abed-Meraïm, Tarek Mrach, Anas Sakout

► To cite this version:

Marwan Alkheir, Jana Hamdi, Kamel Abed-Meraïm, Tarek Mrach, Anas Sakout. Analyse expérimentale, par PIV, de la corrélation entre la dynamique tourbillonnaire d'un jet heurtant une plaque fendue et le champ acoustique généré. 16ème Congrès Francophone de Techniques Laser pour la mécanique des fluides, CNRS, CentraleSupélec, Université Paris Saclay, IRSN, Sep 2018, Dourdan, France. hal-02097808

HAL Id: hal-02097808

<https://hal.science/hal-02097808>

Submitted on 12 Apr 2019

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.

Analyse expérimentale, par PIV, de la corrélation entre la dynamique tourbillonnaire d'un jet heurtant une plaque fendue et le champ acoustique généré

Marwan ALKHEIR, Jana HAMIDI, Kamel ABED-MERAÏM, Tarek MRACH, Anas SAKOUT

Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur pour l'Environnement LaSIE, Université de La Rochelle, La Rochelle 17000, France.

Email auteur correspondant : marwan.alkheir@univ-lr.fr

Lors de l'impact entre un jet et une plaque fendue, des nuisances sonores peuvent être générées. Réellement, au niveau de la fente, l'obstacle peut interagir avec l'écoulement, sous certaines conditions, pour donner naissance à des perturbations de la dynamique tourbillonnaire de l'écoulement et peut contrôler le détachement tourbillonnaire dès sa naissance. Ces perturbations dynamiques mettent en relief le transfert d'énergie du champ aérodynamique vers le champ acoustique ainsi généré. Afin de visualiser la partie tourbillonnaire de l'écoulement et de mettre en exergue les mécanismes responsables des nuisances sonores, une métrologie laser a été appliquée : la PIV (vélocimétrie par images de particules). Cette méthode de mesures est basée sur l'ensemencement de l'écoulement avec des traceurs appropriés dans l'écoulement, et à la génération de plans lumineux, à l'aide d'un laser pulsé à deux têtes, afin de matérialiser les plans étudiés. Une caméra rapide phantom V711 est utilisée pour enregistrer les paires d'images ainsi réalisées. Un logiciel dédié à la PIV « DaVis » permet de réaliser les calculs de champs cinématiques en fonction du temps. Dans cette étude, on met en évidence les corrélations qui existent entre les pics acoustiques observés dans certaines configurations et la dynamique tourbillonnaire de l'écoulement. Pour cela des microphones Brüel & Kjør et une centrale d'acquisition équipée d'une carte NI PXI – 4472 ont été utilisés pour la partie acoustique, et un suivi spécifique des structures tourbillonnaires a été réalisé.

1 Introduction

Dans certaines configurations, la dynamique tourbillonnaire peut donner naissance à des bruits de sonorité intense qu'on appelle sifflement. Ce sifflement se produit à cause de la naissance et de l'installation d'une boucle de son auto-entretenu qui peut être parfois très gênante. Pour certains rapports de confinement le cas du jet impactant une plaque fendue favorise également le transfert énergétique du champ dynamique vers le champ acoustique et donne naissance à ce type de sifflement. Des études relatives à ce sujet ont fait l'objet de nombreuses études [3, 4]. Dans cette étude on va d'abord faire évoluer le nombre de Reynolds et enregistrer les niveaux acoustiques ainsi générés. Après la mise en évidence des pics acoustiques on a utilisé la PIV pour comprendre ce qui se passe au niveau dynamique lors de ces pics. Suite à l'analyse dynamique de l'écoulement et à la comparaison des pics acoustiques avec les structures tourbillonnaires de l'écoulement, on peut établir les corrélations qui peuvent exister. Ainsi, on a analysé l'interdépendance de boucles de sons auto-entretenus et les variations des structures tourbillonnaires de l'écoulement établis. à cet égard, on a utilisé un dispositif expérimental qui permet de générer les écoulements à étudier pour des mesures par imagerie de particules (PIV). Dans cette étude, un rapport de confinement $L/H = 4$ a été utilisé et des nombres de Reynolds $2000 \leq Re \leq 12000$ ont été expérimentés.

2 Dispositif expérimental

La Figure 1 représente le dispositif expérimental qui permet d'engendrer l'écoulement et de contrôler ses différentes paramètres ($Re, \frac{L}{H}, \dots$). Ce dispositif est formé d'un compresseur (3) qui sert à comprimer l'air qui se stabilise dans la chambre d'affermissement (2) de volume 1m^3 . L'air comprimé passe dans un tube doté d'un nid d'abeilles pour avoir des lignes de courant colinéaires, par suite les flux d'air sortent du jet par l'intermédiaire d'une fente rectangulaire ($H = 1\text{ cm}, l = 19\text{ cm}$), située à l'aval d'un convergent de longueur 20 cm avec un rapport de confinement de $\frac{c_{sortant}}{c_{entrant}} = \frac{1\text{cm}}{9\text{cm}}$ et de forme rectangulaire de largeur 19 cm . Ce jet heurte une plaque fendue (13) placée juste en face de la sortie de la buse ($H = 1\text{ cm}, l=19\text{ cm}$) et de même dimension que celle-ci. La distance entre la buse du jet et la plaque fendue est L . Cette distance est contrôlée par le système de déplacement horizontal (18), par suite on peut gérer le rapport de confinement entre $0 < \frac{L}{H} < 42$. Pour les mesures PIV, le dispositif expérimental comporte un

laser Nd YLF Pegasus New Wave de 30 mJ/pulse à la fréquence 1 kHz, et de longueur d'onde $\lambda = 527$ nm. Les fréquences des pulses laser peuvent aller jusqu'à 20 kHz. Une caméra Phantom V711 de résolution 1280×800 pixels est placée perpendiculairement à la nappe laser (8) créée par le générateur de nappe (9). Les traceurs utilisés lors de l'ensemencement sont des gouttelettes d'huile d'olive générées par un appareil spécifique à air comprimé et injectées dans la chambre de stabilisation (2), ces gouttelettes ont des diamètres de l'ordre de $1,5 \mu\text{m}$. Ces mesures nous permettent d'acquérir deux composantes (V_x et V_y) du champ cinématique de l'écoulement à tout instant avec une fréquence de 1 kHz. Pour chaque couple d'images de l'acquisition réalisée le champ cinématique est calculé à partir du Δt , choisi par l'opérateur de sorte que le déplacement des particules entre deux captures successives ne dépasse pas les 10 pixels dans n'importe quel point du champ de vision de la caméra. D'après le logiciel Davis de LaVision, on peut accéder à la synchronisation entre les pulses du laser et celle de la caméra pour obtenir de la lumière dans les deux captures de la caméra. Pour le traitement des images, on a utilisé la version Davis 8.3.0. On a appliqué l'algorithme de corrélation multifenêtres adaptative. La taille final des images est de 64×64 pixels avec une superposition entre les fenêtres de chaque image de 50%. Pour les mesures du champs acoustiques, le dispositif expérimental contient un microphone B&K 4189 - A - 021 dont la sensibilité est compris entre 6 Hz et 20 kHz. Le microphone est mis derrière la plaque fendue mais loin du champ de l'écoulement pour empêcher les ébranlements de la paroi du microphone par l'air éjecté. La fréquence d'acquisition des pressions acoustiques est de 15 kHz. Les mesures dynamiques et acoustiques sont réalisées simultanément en utilisant respectivement le logiciel Davis 8.3.0 de LaVision et le logiciel LabVIEW avec la carte dynamique d'acquisition de données : NI PXI – 4472 de National Instruments.

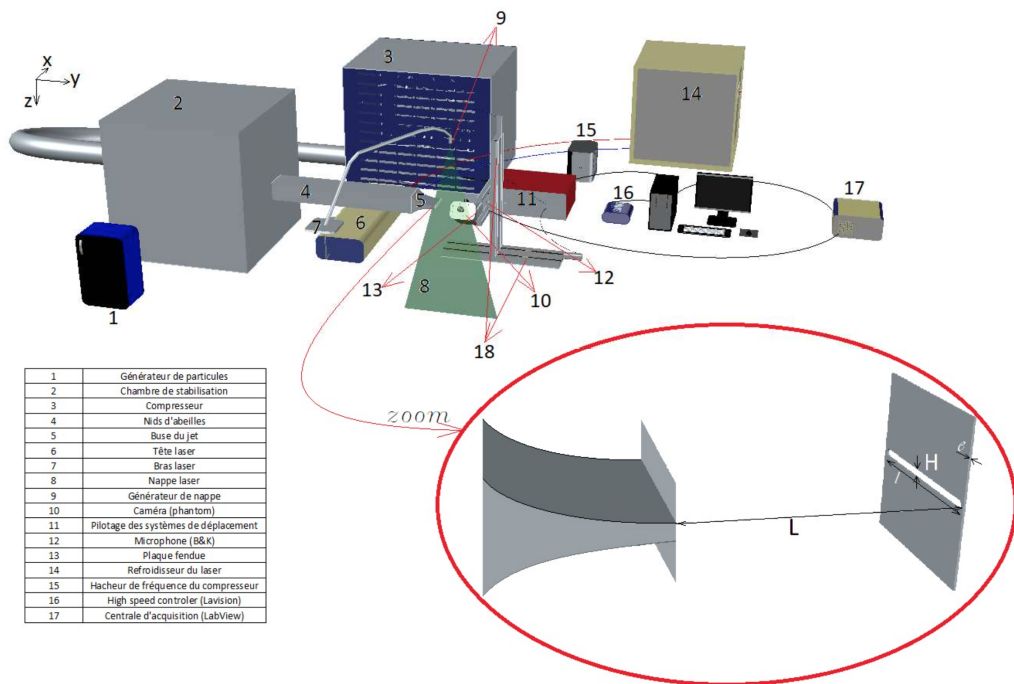


Figure 1: Dispositif expérimental.

3 Résultats

La Figure 2 représente les variations des niveaux acoustiques pour un rapport de confinement $\frac{L}{H} = 4$ et pour des nombres de Reynolds $2000 \leq Re \leq 12000$. Cette figure met en relief des pics acoustiques qui peuvent être intéressants de point de vue dynamique, ce qui nous a poussé pour étudier les structures dynamiques de l'écoulement dans les mêmes conditions. C'est pour cela, on a choisi sur la Figure 2

quatre points (A et B) d'une part et les points (C et D) d'autre part pour comparer les différences entre les structures tourbillonnaires dans le but de comprendre l'origine de ces pics acoustiques.

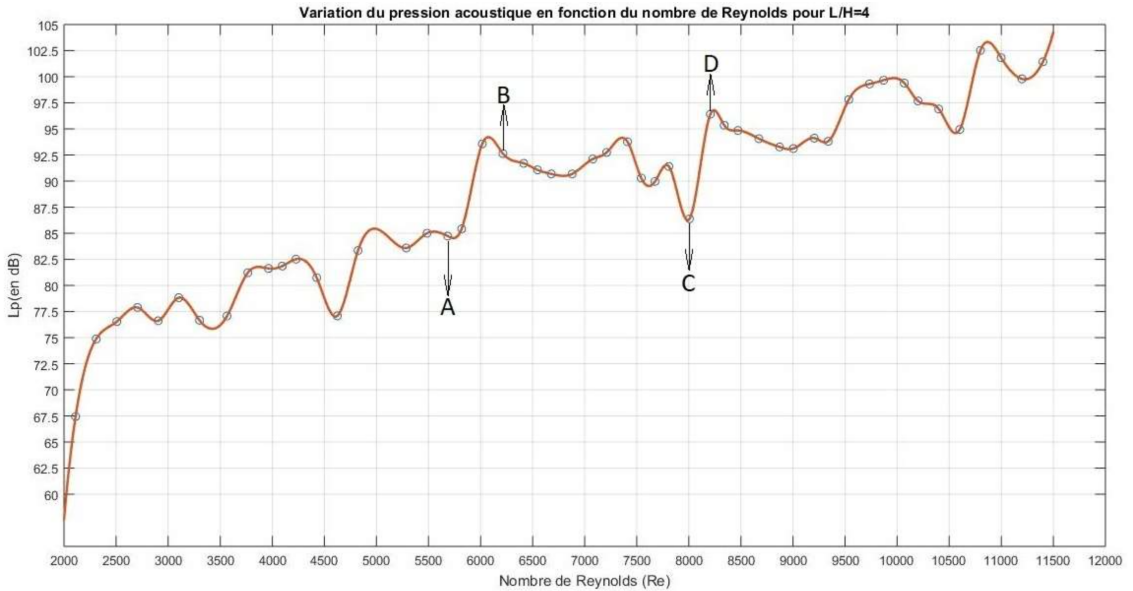
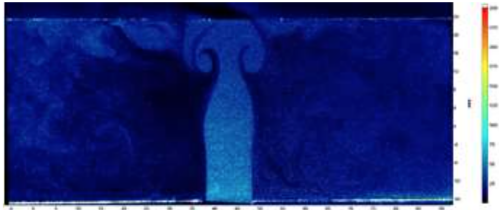


Figure 2: Variation du niveau acoustique pour différents nombre de Reynolds et pour un rapport de confinement $\frac{L}{H} = 4$.

La Figure 3(a) et la Figure 3(b) montrent bien la différence des structures tourbillonnaires pour le même rapport de confinement $\frac{L}{H} = 4$ pour $Re = 5684$ et $Re = 6214$, par suite les passage des tourbillons d'une façon symétrique par rapport au jet ne représente pas une cime de point de vue acoustique par contre le décalage entre les tourbillons dans la Figure 3(b) peut être la cause de ce pic.



(a) Structure tourbillonnaire pour $Re = 5684$.



(b) Structure tourbillonnaire pour $Re = 6214$.

Figure 3: Structure tourbillonnaire

Lors de l'observation de ces écoulements, on remarque une organisation différente des structures tourbillonnaires. Pour $Re = 5684$, elles sont symétriques, tandis que pour $Re = 6214$ elles sont décalées. Ainsi, on a décidé de s'intéresser à ces structures tourbillonnaires et à leurs trajectoires afin de déterminer les éventuelles corrélations qui existent entre les structures tourbillonnaires et les pics acoustiques. De nombreuses études ont été réalisées pour la détection et le suivi des structures tourbillonnaires. La vorticité est un bon outil mathématique pour le suivi des structures tourbillonnaires, mais cet outil peut confondre les phénomènes de cisaillement et les tourbillons ce qui perturbe l'identification des tourbillons. Ainsi, d'autres études ont été réalisées ([5, 6, 7, 8]) qui montre que la vorticité n'est pas le meilleur outil pour l'identification des tourbillons, et la distinction entre la couche de cisaillement et les structures tourbillonnaires. D'autres outils ont été inspirés pour suppléer à cette problématique, notamment le critère Q [9] et le critère λ_2 [7]. Pour identifier les vortex, les analyses mathématiques sont basées sur l'exploration du tenseur de gradient de vitesses $\nabla u = S + X$. Où la partie des déformations est représentée par la partie symétrique S du tenseur de vitesse, tandis que le tenseur de vorticité est représentée par la partie antisymétrique X du tenseur de gradient de vitesses, où $S_{ij} = \frac{(u_{i,j} + u_{j,i})}{2}$

et $\Omega_{ij} = \frac{(u_{i,j} - u_{j,i})}{2}$, la structure tourbillonnaire sera définie comme la zone de fluide associée aux deux valeurs propres négatives de $S^2 + \Omega^2$. Puisque le tenseur $S^2 + \Omega^2$ est symétrique, alors les valeurs propres associées sont des réels, si on considère qu'elles sont classées comme suit $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$, cela nous donne que $\lambda_2 \leq 0$ dans la structure tourbillonnaire, c'est pour cela la critère λ_2 est utilisée pour l'identification des tourbillons par un minimum de pression local [7]. La description de ce critère a été faite par [10]. Ainsi, la Figure 4(a) et la Figure 4(b) montrent la parité et la disparité des tourbillons tout en utilisant la vorticité, en plus la Figure 4(a) vérifie que le passage des tourbillons se fait d'une façon parallèle tandis que la Figure 4(b) fait apparaître le passage d'un tourbillon par la fente et que son dual passe sur la paroi de la plaque. Le suivi des tourbillons par la vorticité est bruité par le cisaillement et par l'écoulement pariétal comme on peut le voir sur les figures ci-dessous. Par suite, on utilise le critère Q et

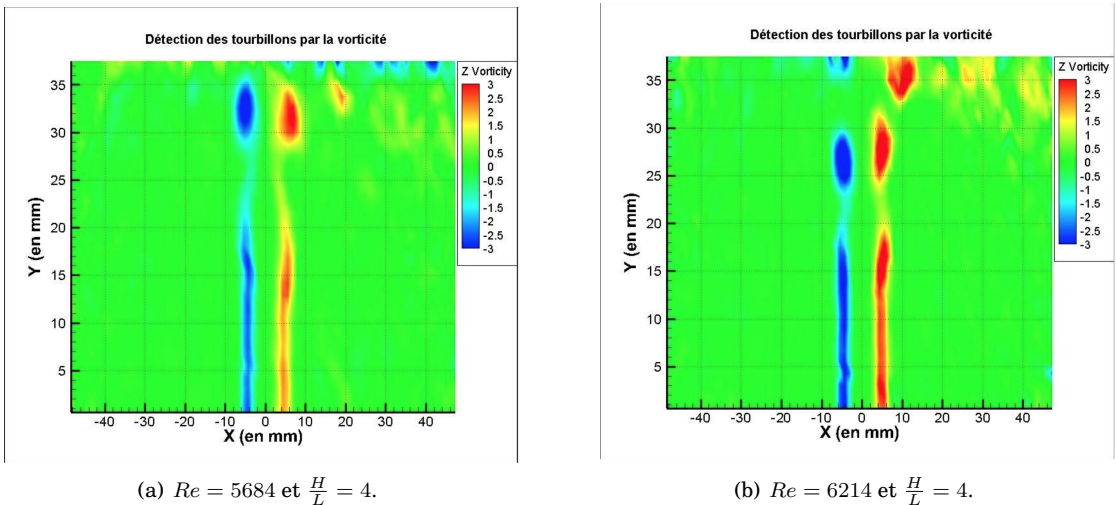


Figure 4: Suivi des structures tourbillonnaires par la vorticité

le critère λ_2 pour la détection des tourbillons. La Figure 5(a) et la Figure 5(b) permettent l'identification des tourbillons tout en utilisant le critère λ_2 . La Figure 5(a) représente les structures tourbillonnaires

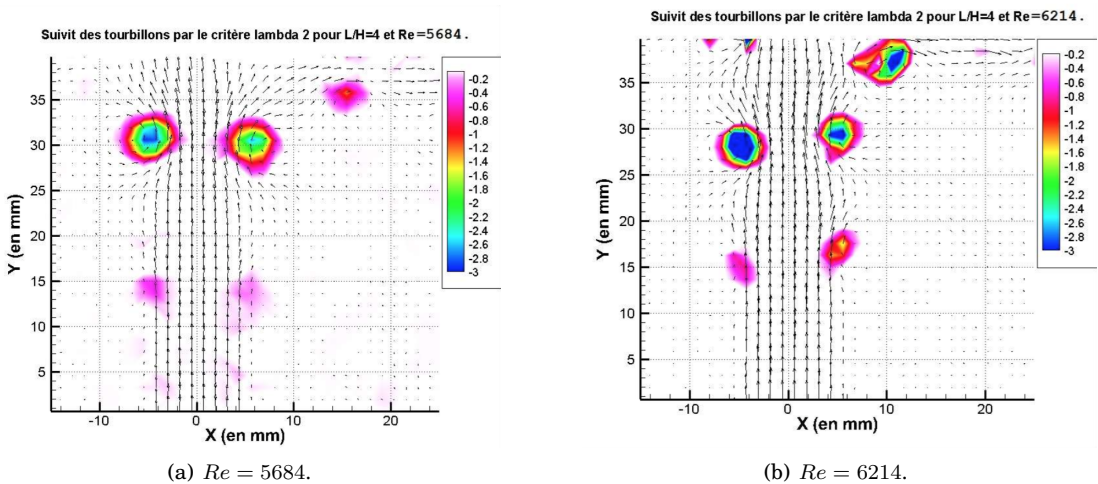


Figure 5: Identification des structures tourbillonnaires par le critère λ_2

dont la parité des tourbillons est bien visible, par contre la Figure 5(b) montre la disparité des structures de Kelvin-Helmholtz qui avance vers la plaque et une fois que les structures tourbillonnaires sont au niveau de la plaque, il y a un tourbillon qui se dévie vers la paroi de la plaque et l'autre passe par la fente de la plaque et chaque fois la déviation sera d'une côté d'une façon alternative. Les vecteurs représen-

tés dans les deux figures représentent le champ cinématique instantané de l'écoulement. L'analyse des structures tourbillonnaires avec le critère Q dans la Figure 6(a) et la Figure 6(b) nous donne exactement les mêmes phénomènes mais les valeurs négatives représentées lors du critère λ_2 deviennent des valeurs positives pour le critère Q . Donc on peut distinguer que en 2 dimension (2D) les critères Q et λ_2 donnent les mêmes résultats de point de vue compréhension de la dynamique des structures tourbillonnaires.

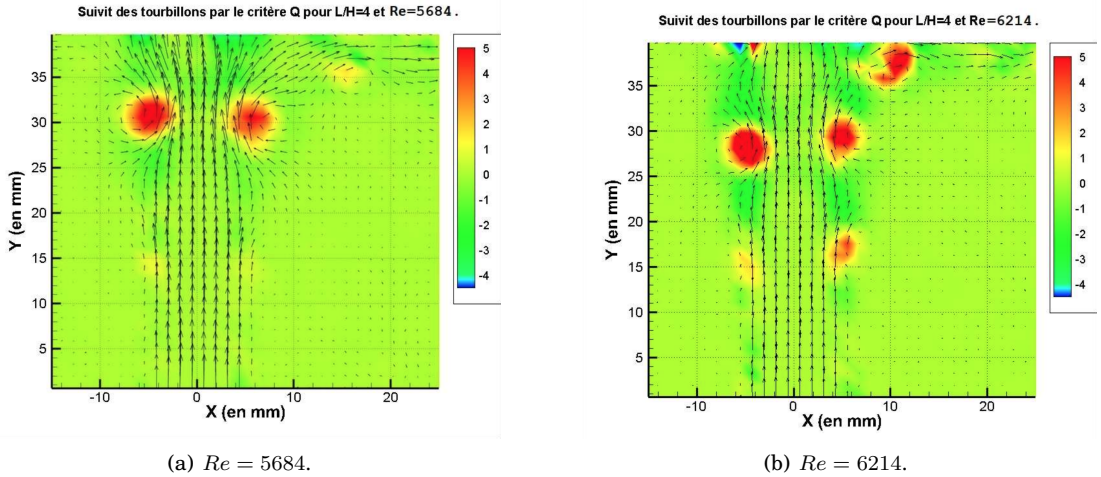


Figure 6: Identification des structures tourbillonnaires par le critère Q

Puisque le suivi des structures tourbillonnaires est bien représenté par les critères Q et λ , on a utilisé le critère Q pour le suivi des trajectoires des tourbillons. La Figure 7a et la Figure 7b montrent la différence entre les deux trajectoires des tourbillons pour le même confinement $\frac{L}{H} = 4$ pour les nombres de Reynolds aux points A et B. La Figure 7a vérifie que les tourbillons suivent une seule trajectoire celle qui passe parallèlement aux parois de la plaque fendue, tandis que la Figure 7b montre deux trajectoires différentes, une qui passe par la fente et l'autre se dévie parallèlement à la paroi de la plaque, où chaque pair de tourbillons lorsqu'il arrive au niveau de la fente, l'un d'eux passe par la fente par contre le suivant est dévié le long de la paroi de la plaque et ainsi de suite.

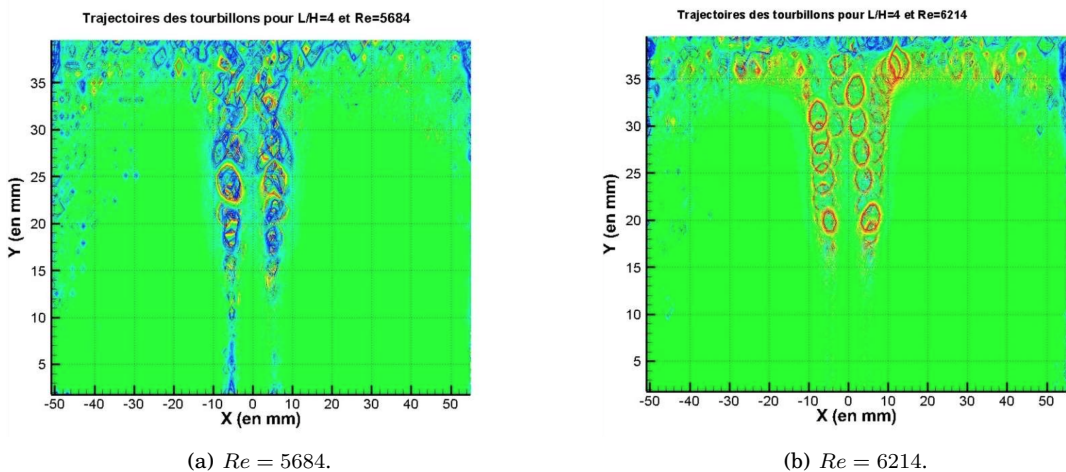


Figure 7: Représentation de la trajectoire des structures tourbillonnaires par le critère Q

L'étude des trajectoires est représentée dans la Figure 7 qui était confirmé par le suivi des centres des structures tourbillonnaires au cours du temps. Ainsi, la Figure 8 visualise les déplacements des structures tourbillonnaires au cours du temps pour un rapport de confinement $\frac{L}{H} = 4$ et pour le nombre

de Reynolds $Re = 5684$.

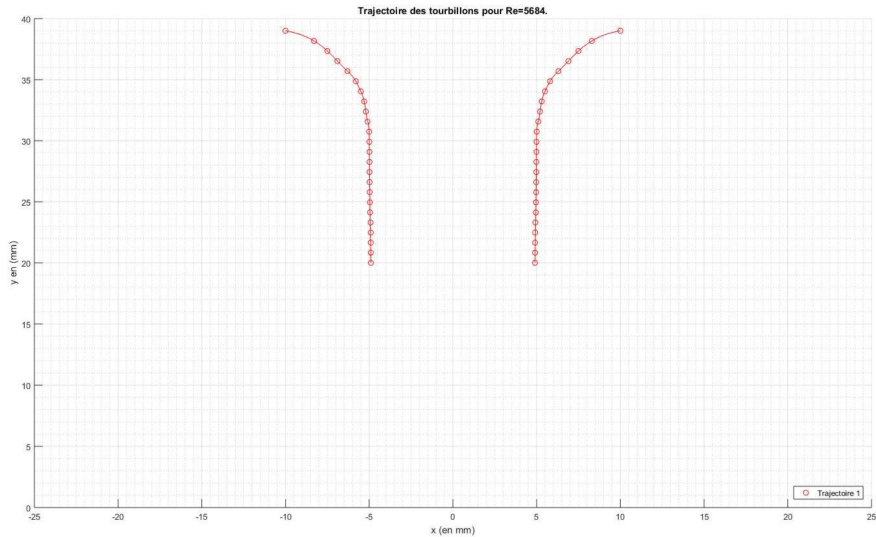


Figure 8: Suivi des structures tourbillonnaires pour $\frac{L}{H} = 4$ et $Re = 5684$.

Par contre, la Figure 9 représente le suivi temporel des centres des tourbillons pour un rapport de confinement $\frac{L}{H} = 4$ et $Re = 6214$, les résultats montrent que pour ces paramètres, il y a deux trajectoires indépendantes la première est représentée par la couleur bleu tandis que la deuxième est figurée par la couleur rouge sur la Figure 9. Tous ces suivis des trajectoires, nous donnent des suivis Lagrangien, mais on ne sait pas encore à quel moment ces tourbillons passent.

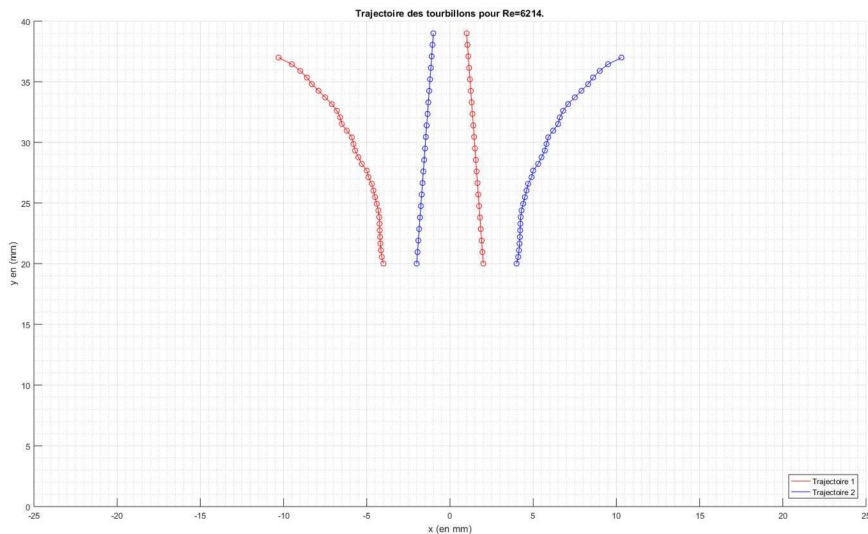


Figure 9: Suivi des structures tourbillonnaires pour $\frac{L}{H} = 4$ et $Re = 6214$.

Ainsi, on a choisi une position qui est loin de la zone de mélange où il y a du cisaillement et qui est loin de la paroi où il y a un écoulement pariétal avec des gradients des vitesses et du cisaillement. Pour ces conditions, la comparaison des résultats de l'identification des structures tourbillonnaires par le critère Q et la vorticité est figurée dans la Figure 10, donne les mêmes résultats. Par suite, pour un maximum d'amplitude de la vorticité on a également un maximum d'amplitude du critère Q . Et pour accéder à la fréquence, on a choisi un point qui est le centre d'un tourbillon et on a fait le suivi eulérien du passage des tourbillons.

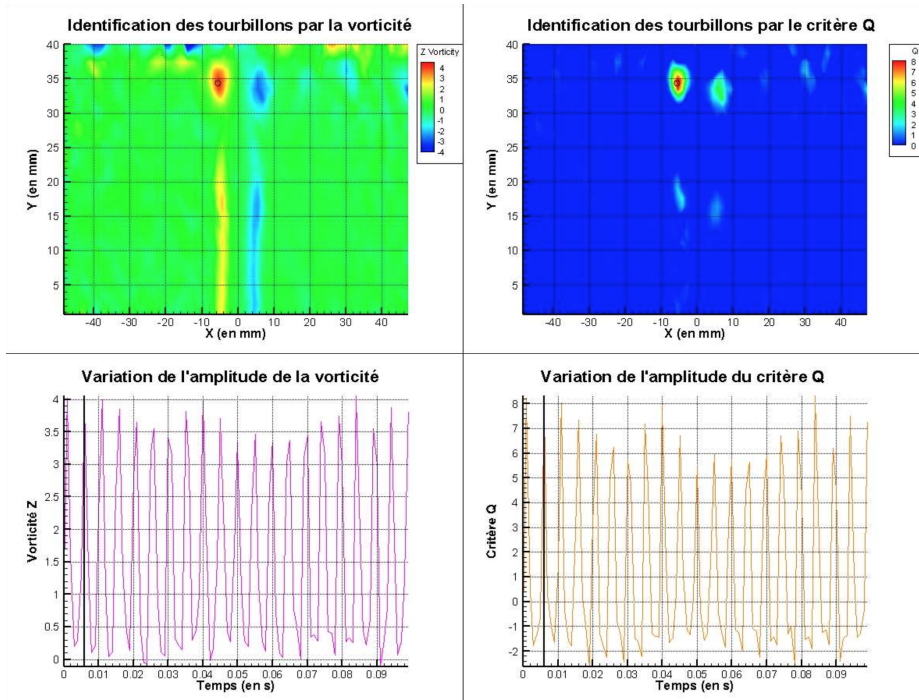
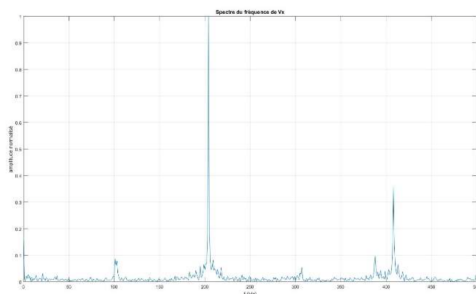
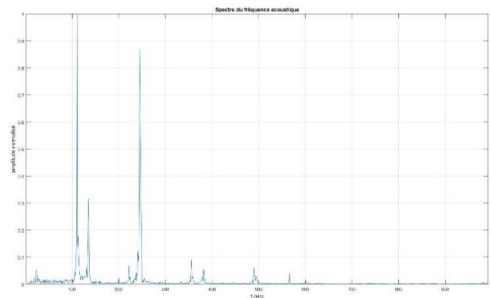


Figure 10: Suivi temporel des structures tourbillonnaires.

De même, l'étude de la fréquence dynamique et acoustique met en relief la différence entre les deux nombres de Reynolds aux points A et B. La Figure 11(a) montre qu'au niveau dynamique, on a une seule fréquence $f = 205$ Hz parallèlement, de point de vue acoustique, la Figure 11(b) montre qu'on a deux fréquences, dont la première est $f = 111$ Hz et $f = 245$ Hz.



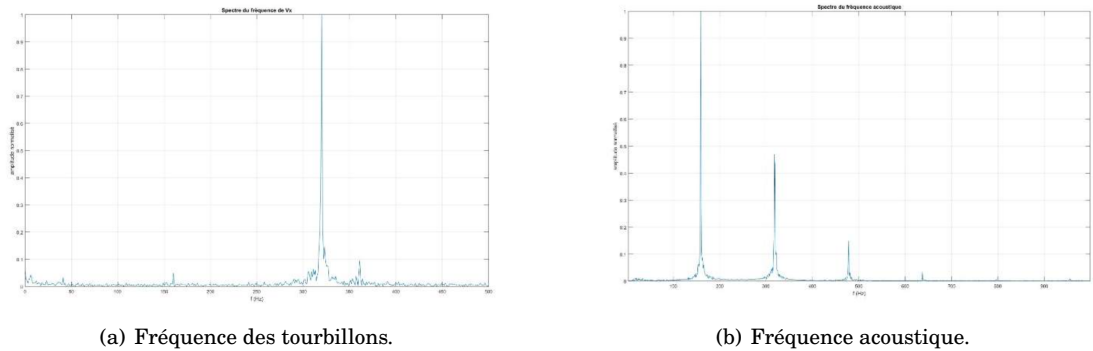
(a) Fréquence des tourbillons.



(b) Fréquence acoustique.

 Figure 11: $\frac{L}{H} = 4$ et $Re = 5684$

La Figure 12(a) montre qu'au niveau dynamique, on a une seule fréquence $f = 320$ Hz, parallèlement, de point de vue acoustique, la Figure 12(b) montre qu'on a une fréquence préférentielle accompagnée de ses harmoniques : $f = 159$ Hz; $f = 318$ Hz = $2 \times f$; $f = 478 \approx 3 \times f$, l'apparition de plusieurs fréquences du côté acoustique qui sont multiple de la fréquence fondamentale explique la génération du son auto-entretenu. On remarque que la fréquence dynamique de l'écoulement égale à la deuxième rang harmonique de la fréquence acoustique. Les mêmes études ont été effectuées sur les nombres de Reynolds aux points C et D et on a obtenu les mêmes résultats dynamiques.


 Figure 12: $\frac{L}{H} = 4$ et $Re = 6214$

4 Conclusion et perspectives

On a étudié le couplage aéroacoustique d'un jet plan impactant une plaque fendue, pour $Re = 5684$, $Re = 6214$ et pour un rapport de confinement $\frac{L}{H} = 4$. Pour cela, on a utilisé les critères Q, λ_2 et la vorticité, pour identifier les structures tourbillonnaires. Le suivi des structures tourbillonnaires a permis de connaître la cause du pic acoustique.

En perspectives, on envisage dans le but de la réduction des nuisances sonores des jets impactant une plaque fendue, l'instauration d'un contrôle permettant d'agir sur l'origine du bruit qui peut être très gênant pour les utilisateurs.

References

- [1] H.H. Assoum, M. El Hassan, K. Abed-Meraïm, R. Martinuzzi, A. Sakout, Experimental analysis of the aero-acoustic coupling in a plane impinging jet on a slotted plate, *Fluid Dynamics Research* 45 (4), 045503 (2013).
- [2] H. H. Assoum, A. Sakout, K. Abed-Meraïm, A. Alia, M. El Hassan, J. Vetel, Experimental investigation of the vibration of a slotted and a non-slotted plates and the acoustic field in a plane impinging jet, pp. 801-806 *EURONOISE 2012 - Ninth European Conference on Noise Control*, 10-13 June 2012, Prague, Czech Republic.
- [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] 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.
- [5] 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.
- [6] Kida, S., Miura, H. Identification and analysis of vertical structures. *Eur. J. Mech. B/Fluids* 17, 471- 488. 1998.
- [7] Jeong, J., Hussain, F. On the identification of a vortex. *J. Fluid Mech.* 285, 69-94. 1995
- [8] R.C. Strawn, D. N. Kenwright, and J., Ahmad (1999). Computer Visualisation of Vortex, wake Systems. *AIAA Journal*, 37(4), 511-512.
- [9] 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.
- [10] 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.
- [11] A. Koched, M. Pavageau, F. Aloui, D tection expérimentale de structures tourbillonnaires au sein d'un jet plan en impact, 19 me Congrès Français de Mécanique, Marseille 2009.