

Etude expérimentale des sons auto-entretenus d'un jet plan impactant sur une fente dans un milieu non confiné

Alexis Billon^a, Anas Sakout^a et Vincent Valeau^a

^a Laboratoire d'Etude des Phénomènes de Transfert Appliqués au Bâtiment (LEPTAB), Université de La Rochelle,
Avenue Michel Crépeau, 17042 La Rochelle Cedex 01, France

RESUME

Cette étude expérimentale s'intéresse aux sons auto-entretenus générés par un écoulement non confiné : un jet turbulent à grand rapport d'aspect impactant sur une plaque munie d'une fente biseautée. Les éléments caractéristiques des sons auto-entretenus sont mis en avant. L'influence de la distance entre la plaque et la bouche du jet, ainsi que celle de la vitesse du jet ont été étudiées. La fréquence des sons mesurés est comparée aux fréquences propres longitudinales du système et à la fréquence la plus instable de la couche de cisaillement du jet, calculée à l'aide de la théorie de la stabilité linéaire.

I. INTRODUCTION

La turbulence d'un jet produit, à faible nombre de Mach, un bruit faible de type large bande. Cette production sonore est largement renforcée si on introduit un obstacle dans l'écoulement. Certaines configurations géométriques de l'obstacle créent des oscillations harmoniques de l'écoulement dues à l'existence d'une boucle de rétroaction. Les sons ainsi produits, appelés sons auto-entretenus, se caractérisent par la présence de raies dans leur spectre, une forte intensité même à faible vitesse et par une évolution de leur fréquence par paliers en fonction de la vitesse ou de la distance de l'obstacle par rapport à la bouche du jet.

L'étude du bruit de biseau produit par l'impact d'un jet rectangulaire sur un biseau situé en aval, a permis de décrire le mécanisme des sons auto-entretenus de la manière suivante [1] [2]. Sous l'effet d'une perturbation le jet oscille perpendiculairement à la direction principale de l'écoulement. Ces instabilités s'amplifient pour former des tourbillons entre le jet et le biseau. Au niveau de celui-ci, on observe un mouvement alternatif du jet et la formation de tourbillons se détachant vers l'aval. Ces derniers produisent une impulsion de pression, appelée rétroaction hydrodynamique, qui contrôle en retour les oscillations du jet.

Si un nombre de Strouhal est construit sur les fréquences discrètes des oscillations (ou du son émis), son évolution en fonction du nombre de Reynolds se fait par paliers, chaque palier correspondant à l'excitation d'un mode hydrodynamique du jet [3]. En plaçant un résonateur acoustique en amont, le comportement oscillatoire du jet peut être renforcé [4]. Des sons auto-entretenus harmoniques de faible intensité sont aussi produits par l'impact d'un jet axisymétrique laminaire ($1000 < Re < 2500$) sur une plaque percée d'un trou biseauté de même diamètre [5]. En régime turbulent et à des vitesses subsoniques importantes, le son émis est beaucoup moins pur. Le niveau sonore augmente en introduisant des réflecteurs,

car ils établissent un chemin indirect de rétroaction, appelé rétroaction acoustique. Pour un montage similaire mais bidimensionnel (jet et fente rectangulaires), la fréquence des sons émis, en présence de réflecteurs, évolue linéairement sur le domaine de vitesse compris entre un nombre de Reynolds de $2,0 \cdot 10^4$ et $7,0 \cdot 10^4$ [6]. L'auteur émet l'hypothèse que cette fréquence est liée aux instabilités de la couche de cisaillement et non à celles du jet.

Notre étude porte sur les sons produits par l'impact d'un jet rectangulaire à grand rapport d'aspect sur une plaque munie d'une fente biseautée de mêmes dimensions. Elle s'étend sur une gamme de nombres de Reynolds allant de 0 à $2,1 \cdot 10^4$. Le jet est obtenu au moyen d'un convergent débouchant dans un milieu non confiné. Ce type de configuration géométrique est rencontré dans les systèmes de ventilation, de chauffage et dans les transports.

II. INSTALLATION EXPERIMENTALE

L'installation expérimentale comprend une soufflante qui crée un flux d'air. Celui-ci traverse un volume d'amortissement, trois treillis métalliques, un tube (190mmx90mm) et un convergent avant de déboucher dans la section d'essai (Fig. 1). Le volume d'amortissement sert à découpler le jet des perturbations amont.

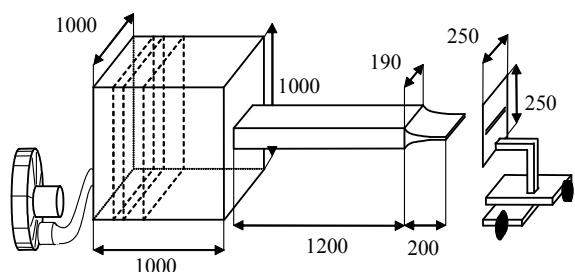


Figure 1. Schéma de l'installation expérimentale (dimension en mm)

Le convergent crée un jet rectangulaire de hauteur H de 10mm et de 190mm de largeur. Il impacte alors sur une plaque carrée en aluminium de 250mm de côté et 4mm d'épaisseur muni d'un trou rectangulaire centré, de 190 de largeur et 10mm de hauteur biseautée à 45°, aligné avec la sortie du convergent (Fig. 2). Cet obstacle est fixé à un système de déplacement (précis à 0,05mm) selon les axes x et y . Le nombre de Reynolds caractéristique du jet Re_0 est construit sur : U_0 , sa vitesse moyenne à la sortie du convergent et H sa hauteur. La vitesse du jet est mesurée à l'aide d'une sonde à fil chaud coudée DANTEC 55R04 placée en aval du convergent, la pression acoustique au moyen d'un microphone ACO Pacific7013.

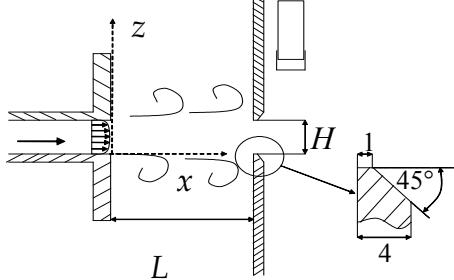


Figure 2. Vue en coupe de la section d'essai (dimension en mm)

Les modes propres longitudinaux de l'installation sont obtenus expérimentalement, sans l'obstacle, en plaçant une source de bruit blanc à la sortie du convergent. Un microphone enregistre la réponse de l'installation en divers emplacements

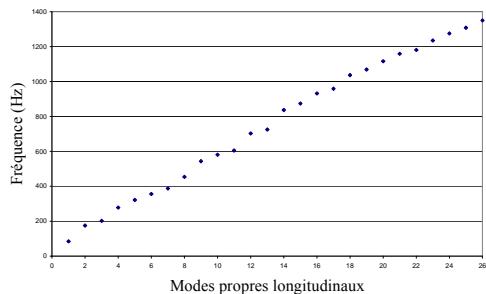


Figure 3. Modes propres longitudinaux expérimentaux du système tube/convergent

L'analyse spectrale du signal recueilli nous a montré que le volume d'amortissement découpe l'ensemble tube/convergent du reste du système et permet d'accéder à ses fréquences propres (fig. 3). Les modes acoustiques du système tube/convergent forment une suite pratiquement harmonique.

III. ETUDE DU JET LIBRE, SANS OBSTACLE

Les mesures d'un demi profil de vitesse du jet à la sortie du convergent ont été réalisées, sans obstacle, à un nombre de Reynolds et à un nombre de Mach respectivement de $1,18 \cdot 10^4$ et de 0,05. La sonde de vitesse est placée à une distance $x/H=0,15$ de la sortie

du convergent, à $y/H=9,5$ et déplacée suivant l'axe z entre $z/H=0$ et $z/H=0,5$ (Fig. 4) (précision de 0,01mm).

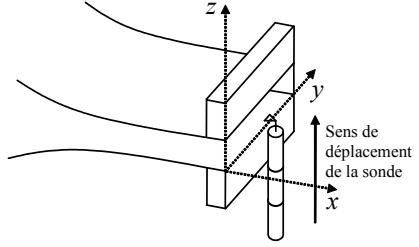


Figure 4. Position de la sonde à fil chaud et du système de coordonnées

A ce nombre de Reynolds, le régime de l'écoulement est complètement turbulent. En interpolant les points de mesures expérimentaux, on obtient une courbe de type tangente hyperbolique (fig. 5). Ce résultat est en accord avec des résultats expérimentaux antécédents [7].

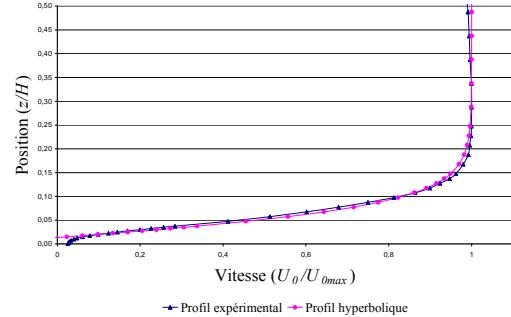


Figure 5. Demi profil de vitesse moyenne adimensionnée ($Re_0=1,18 \cdot 10^4$)

D'après la théorie de la stabilité linéaire, la fréquence la plus instable de la couche cisaillée du jet, f_n , est déterminée à partir d'un nombre de Strouhal égal à 0,017 [8]. Ce dernier est basé sur f_n , la vitesse maximale de la couche cisaillée $U_{0\max}$ et l'épaisseur de quantité de mouvement θ , définie par la relation :

$$\theta = \int_0^\delta \frac{U_0}{U_{0\max}} \left(1 - \frac{U_0}{U_{0\max}} \right) dz , \quad (1)$$

avec δ telle que $U(\delta)=0,99U_{0\max}$. A partir des vitesses mesurées, la valeur de θ est égale à 0,216mm. La fréquence naturelle la plus instable f_n de la couche cisaillée du jet est ainsi égale à 1350Hz.

IV. ETUDE DES SONS AUTO-ENTRETIENUS

IV.1. Vitesse variable et position de l'obstacle fixe

Dans un premier temps, une position de l'obstacle (L/H) est fixée à 3,0 (milieu du domaine d'existence spatial des sons auto-entretenus) et la vitesse du jet est variée entre $Re_0=0$ et $2,1 \cdot 10^4$ (limite supérieure que notre alimentation en air peut atteindre). Le microphone, placé en aval de l'obstacle, enregistre les fluctuations de pression (Fig. 2). Au-dessous de $Re_0=2400$, un bruit large bande peut être entendu. A des

nombres de Reynolds supérieurs, des sons harmoniques intenses sont audibles, pouvant atteindre un niveau de 113dB SPL à leur fréquence fondamentale.

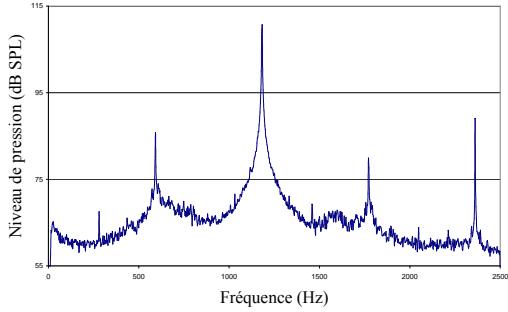
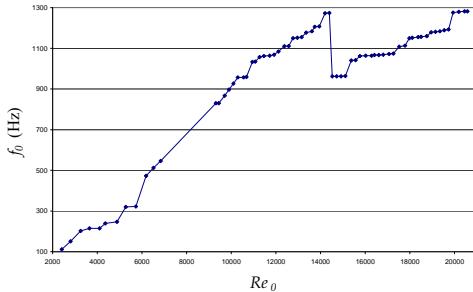


Figure 6. Exemple de spectre du signal de pression ($Re_0=1,9 \cdot 10^4$)

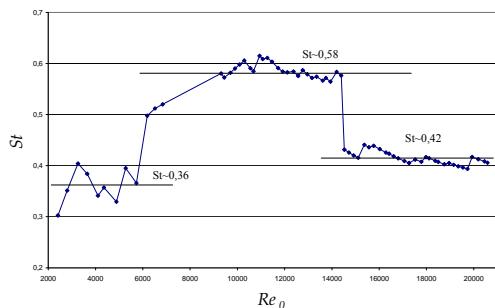
Une analyse spectrale du signal (fig. 6) montre un pic très important à la fréquence fondamentale f_0 (fig. 6), une sous harmonique à la fréquence $f_0/2$ (correspondant à l'appariement des tourbillons), ainsi qu'une harmonique de la fréquence fondamentale et une combinaison due aux interactions non-linéaires [9]. Les bruits auto-entretenus sont présents jusqu'au débit maximal de notre installation. On peut ainsi tracer la variation de la fréquence excitée en fonction du nombre



de Reynolds (fig. 7).

Figure 7. Fréquence fondamentale en fonction de la vitesse ($x/H=3,0$)

Cette variation se fait de manière discontinue, par paliers, dont certains sont peu visibles sur la courbe ($6,0 \cdot 10^3 < Re_0 < 1,0 \cdot 10^4$). Les fréquences se calent sur les fréquences propres de l'ensemble tube/convergent. La fréquence sur un palier évolue peu, de l'ordre de 10Hz. Le passage d'un palier à un autre s'effectue selon deux mécanismes. Soit la fréquence fondamentale change brutalement vers un mode supérieur, soit les fréquences



des deux modes excités coexistent sur une plage de nombres de Reynolds relativement réduite. La fréquence fondamentale augmente graduellement jusqu'à un nombre de Reynolds de $1,45 \cdot 10^4$. Puis elle chute brutalement de 1274Hz (23^{ème} mode) à 962Hz (17^{ème} mode), avant de croître de nouveau, mais plus lentement. Si on construit un nombre de Strouhal St , avec la vitesse moyenne de jet U_0 , la fréquence fondamentale f_0 et la hauteur du jet H , on peut tracer sa variation en fonction du nombre de Reynolds Re_0 (fig. 8).

Figure 8. Nombre de Strouhal acoustique en fonction de la vitesse

La courbe se décompose en trois paliers. Le premier est centré autour d'une valeur $St-0,36$ ($2400 < Re_0 < 6500$), le deuxième autour de $St-0,58$ ($6500 < Re_0 < 14500$) et le troisième autour de $St-0,42$ ($14500 < Re_0 < 21000$). Une même résonance peut être excitée par un nombre différent de tourbillons présents entre la sortie du convergent et l'obstacle [10] : ainsi on peut expliquer le passage du deuxième au troisième palier par une diminution du nombre de tourbillons pour respecter la condition d'asservissement issue des travaux de Rossiter [11]. Par contre le passage du premier au deuxième palier ne correspond pas à ce mécanisme. En effet, le nombre de Strouhal du premier palier devrait être supérieur à celui du deuxième palier, la vitesse du premier palier étant plus faible [12].

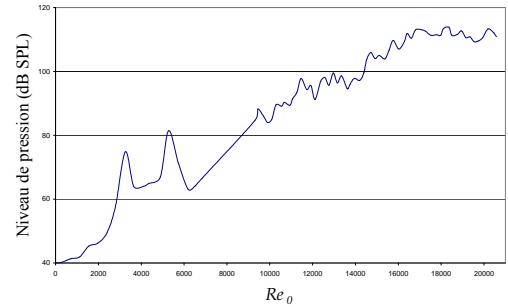


Figure 9. Niveau de pression acoustique en fonction du nombre de Reynolds

Pour les nombres de Reynolds inférieurs à 2400, le niveau sonore est faible et le bruit est de type large bande (fig. 9). A partir de cette limite, le niveau sonore augmente rapidement. Il évolue par pics successifs dont certains dépassent 110dB. Il évolue très peu lorsque l'on dépasse $Re_0 \sim 16000$.

IV.2. Vitesse fixe et position de l'obstacle variable

Pour une deuxième série d'expériences, la vitesse du jet est gardée constante ($Re_0=1,18 \cdot 10^4$) et la position de l'obstacle (L/H) est variée dans les deux sens, soit en l'éloignant de la sortie du convergent, soit en le rapprochant (Fig. 10). Des sons harmoniques sont audibles sur le domaine spatial $1,1 < L/H < 6,1$.

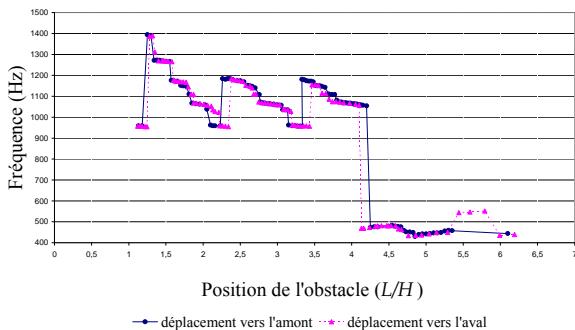


Figure 10. Variation de la fréquence fondamentale en fonction de la position de l'obstacle

L'évolution de la fréquence fondamentale se fait par paliers, comme précédemment. Le son émis se cale à nouveau sur les fréquences propres du système tube/convergent, dans le domaine compris entre le 27^{ème} et le 17^{ème} mode (respectivement 1274Hz et 959Hz). Ces fréquences sont du même ordre de grandeur que la fréquence naturelle de la couche de cisaillement (§III, soit 1350Hz). A partir de $L/H=4,2$, la fréquence chute brutalement à 480Hz qui n'est pas une fréquence propre du système. Au voisinage des sauts de fréquence, une faible zone d'hystérésis est présente. Elle est due à la complexité du mécanisme de rétroaction : les sauts d'une fréquence à une autre dépendent, non seulement de l'instabilité de la couche cisaillée, mais aussi de l'amplitude de la rétroaction [13]. Le niveau de pression acoustique maximale a été mesuré à 103dB SPL.

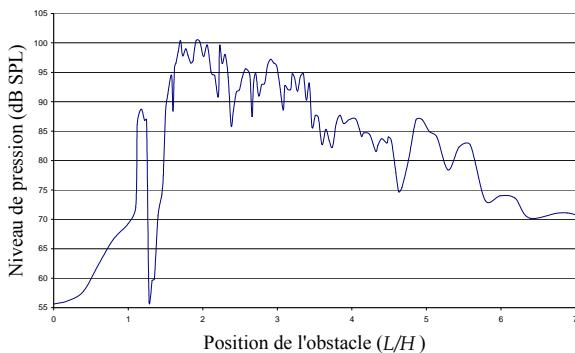


Figure 11. Niveau de pression acoustique en fonction de la position de l'obstacle

Le niveau de pression acoustique évolue en pics successifs, en fonction de la position de l'obstacle (fig. 11). Après $L/H=3$, il diminue graduellement. Puis il décroît fortement hors du domaine d'existence des sons auto-entretenus ($L/H>6,1$), pour devenir identique à celui obtenu sans obstacle.

V. CONCLUSION

Pour un jet turbulent impactant sur un obstacle dans un milieu non confiné, des mesures acoustiques et vélocimétriques nous ont permis de mettre en évidence les éléments caractéristiques d'une boucle d'auto-

entretien acoustique dans notre installation expérimentale. Ce phénomène existe sur une large plage de nombres de Reynolds et de distances entre la bouche du jet et l'obstacle. Nous avons établi la limite inférieure du domaine d'existence vélocimétrique ($Re_0 \sim 2400$) et le domaine d'existence spatial ($1,1 < L/H < 6,1$) des sons auto-entretenus. La fréquences des sons émis se cale sur les fréquences propres longitudinales du système tube/convergent, situé en amont, et sont du même ordre de grandeur que la fréquence naturelle de la couche cisaillée du jet.

RÉFÉRENCES

1. N. Curle, *The mechanisms of edge tones*, Proc. Roy. Soc. London **A216**, 412-424 (1953).
2. A. Powell, *On the edge tone*, J. Acoust. Soc. Am. **33**(4), 395-409 (1961).
3. A. Powell, *Mechanisms of aerodynamic sound production*, AGARD Report **466** (1963).
4. A.B.C. Anderson, J. Acoust. Soc. Am. **27**, 13-21 (1955).
5. R.C. Chanaud & A. Powell, *Some experiments concerning the hole and ring tone*, J. Soc. Acoust. Am. **37**(5), 902-911 (1965).
6. S. Ziada, *Feedback control of globally unstable flows : impinging shear flows*, J. Fluid & Struct. **9**, 907-923 (1995).
7. P. Freymuth, *On transition in a separated laminar boundary layer*, J. Fluid Mech. **25**(4), 683-704 (1966).
8. A. Michalke, *Vortex formation in a free boundary layer according to stability theory*, J. Fluid Mech. **22**(2), 371-383 (1965).
9. S. Soreefan, *Contribution à l'étude des bruits auto-entretenus créés par un jet confiné rencontrant un obstacle*, Thèse de doctorat Université de Poitiers, (1993).
10. X. Y. Huang et D. S. Weaver, *On the active control of shear layer oscillations across a cavity in the presence of pipeline acoustic resonance*, J. Fluid Struct. **5**, 207-219 (1991).
11. J.E. Rossiter, *Wind tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds*, Aerau. Res. Counc. Report and Memorandum n°3438 (1964).
12. S. Guérin, *Réduction des sons auto-entretenus par effet Coanda sur des jets auxiliaires*, Thèse de Doctorat Université de La Rochelle, (2001)
13. A. Powell, *Some aspects of aeroacoustics : from Rayleigh until today*, J. Vib. And Acoustics **112**, 145-159 (1990).