

Étude expérimentale des auto-oscillations d'un jet plan confiné au sein d'une cavité contenant un obstacle

Thierry PACHEU, Yves LE GUER, Lionel LALANNE, René CREFF

Laboratoire de Transferts Thermiques/EAD 1932/Université de Pau et des Pays de l'Adour, Hélioparc,
avenue Angot, 64000 Pau, France
Courriel : yves.leguer@univ-pau.fr

(Reçu le 5 mars 1999, accepté après révision le 11 janvier 2000)

Résumé. Nous étudions les auto-oscillations d'un jet plan se développant dans une cavité contenant un obstacle. Au-delà du seuil primaire d'instabilité, les fréquences d'oscillation du jet sont uniquement définies par des paramètres géométriques, les évolutions du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds montrent l'importance de la géométrie en aval de l'obstacle dans le mécanisme de contrôle des oscillations. © 2000 Académie des sciences/Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

jet confiné / obstacle / auto-oscillations / nombre de Strouhal / expérience

Experimental study of self-sustained oscillations for a plane jet confined in a cavity with a body inside

Abstract. We investigate the oscillation phenomena occurring when a two-dimensional plane jet emerges from a rectangular nozzle into a cavity with a body inside. It is shown that far from the lower oscillation limit, the frequencies of self-sustained oscillations are only governed by geometrical parameters. The evolutions of the Strouhal versus Reynolds number show that the effect of the geometry downstream the bluff-body is important for the control of the oscillation mechanism. © 2000 Académie des sciences/Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

confined jet / bluff-body / self-sustained oscillations / Strouhal number / experiment

Abridged English version

1. Introduction

Over the past years, lots of experimental and theoretical works have been carried out to study the stability of wakes behind cylinders and bluff-bodies, mixing layers and jets. These geometries are very rich models to study the open flow stability and flow control [1,2]. Such flows could act like a noise amplifier or drive to an intrinsic self-sustained resonance [3,4]. For the later case, the relevant mechanism to sustain the oscillations is not well established. The objective of this work is to study the self-sustained oscillations which occur when a two-dimensional plane jet emerges from a rectangular nozzle into a cavity with an inside body (*figure 1*). We explain the physical mechanism allowing the self-sustained oscillations and propose a model predicting experimental results.

2. Problem formulation and proposed model

When a 2D jet emerges into a cavity, the starting of oscillation is produced by the Kelvin–Helmholtz instability of the shear layers. A confined jet oscillates naturally on sinuous or varicose instability mode. Adding a bluff-body into the cavity makes the jet oscillate following a new type of instability called “flip-flop” [6] which is a periodic deflexion of the jet on both side of the bluff-body (*figure 1*). In our case, the oscillations are observed from $Re \approx 50$ [5] to the maximum possible flow rate of the experimental facility ($Re = 10^4$). A physical interpretation of the phenomenon is proposed. We argue first that the pressure drop difference between the two limbs of the flow around the bluff-body induces the oscillation mechanism. Then, the phase lag between the pressure drop and the velocity sustains the oscillations.

Assuming that the flow rate is composed of a continuous part and a fluctuating one, introducing the Euler number (E) to characterise the pressure drop across the chamber and applying the first Newton’s law to the moving mass of fluid, we obtain the following relation for the oscillation frequency: $f = \frac{E \cdot l \cdot d}{2\pi \cdot d' \cdot S} \cdot V_0$ where the Euler number is constant for a fixed geometry and above a sufficiently high Reynolds number (*figure 3*). The geometric parameters l, d, d' (*figures 1* and *2*), V_0 is the bulk velocity at the jet nozzle exit. We show that the oscillation frequency varies linearly with V_0 and is only related to geometric parameters of the model.

3. Experimental results

The test rig is a low speed water tunnel. The flow is generated by gravity and the flow rate is measured by a continuous fluid weighting. The model is composed of a 2D nozzle and an oscillation chamber supplied with a varying location bluff-body. We show that the fluid in the cavity oscillates with the same frequency showing a global instability behavior. From the frequency versus Reynolds number evolution ($f_i = f_0 + \alpha \cdot Re$, *figure 5*), we deduce the Strouhal number (*figure 6*):

$$St = \frac{f_i \cdot d}{V_0} = \frac{f_0 \cdot d^2}{\nu} \cdot \frac{1}{Re} + \frac{\alpha \cdot d^2}{\nu} = \frac{\beta}{Re} + St_\infty$$

Only $St_\infty = \alpha \cdot d^2 / \nu$ is representative of the system (ν is the kinematic viscosity). By comparison with past results obtained for air, we confirm that the St_∞ value is independent with the fluid. This result is in good agreement with our theoretical analysis. *Table 1* shows the decrease of the oscillation frequency value with the distance between the bluff-body and the exit nozzle. This could be explained by a lower velocity in front of the bluff-body when the distance x increases (*figure 2*). A smaller Euler number is then obtained. Correlatively, the distance l decreases, inducing lower oscillation frequency, in agreement with our previous analysis. *Figure 6* shows the Strouhal number evolution St versus the Reynolds number for 3rd position of the bluff-body. The fall of St values between $Re = 1500$ and 2500 could be explained by a decrease of the Euler number towards a constant value in turbulent flow (*figure 4*). Below $Re = 1500$, the viscous effects involve the fall of the Strouhal number.

As mentioned before, the pressure drop difference behind the bluff-body triggers the global fluidic oscillation measured upstream. We show that if the flow is conditioned in the exit pipe, the frequency peak in the pressure spectrum signal is narrow. The linearity of the oscillation frequency versus Reynolds number is then better. The conditioner effect is to keep constant, for each flow regime, the contact area between the two streams behind the bluff-body (*table 2*).

4. Concluding remarks

Despite of its simplicity, the model presented is able to explain our experimental results: firstly, the linearity of the oscillation frequency with the inlet velocity (the slope is only related to geometric

parameters) and secondly the Strouhal number independence with the working fluid and its relation with the bluff-body location.

1. Introduction

Depuis de nombreuses années, les études de stabilité de sillages derrière des obstacles, de couches de mélange et de jets font l'objet de multiples recherches tant théoriques qu'expérimentales. Ces géométries constituent des modèles riches pour étudier la stabilité et le contrôle [1,2] des écoulements ouverts qui peuvent se comporter comme des amplificateurs de bruit ou des oscillateurs auto-entretenus. Dans ce dernier cas, la difficulté est d'identifier les mécanismes responsables de leur auto-entretien [3,4]. Les fluctuations spatio-temporelles enregistrées constituent un mode global de l'écoulement [4,5]. L'objectif de ce travail est d'étudier les auto-oscillations de type d'un jet plan pénétrant dans une cavité contenant un obstacle et d'expliquer le phénomène physique qui les contrôle. Un modèle simple permet d'interpréter les résultats expérimentaux obtenus.

2. Formulation du problème et modèle proposé

Lorsqu'un jet débouche dans une cavité, le déclenchement des oscillations est provoqué par l'instabilité de Kelvin–Helmholtz des couches de cisaillement, d'où la formation de structures cohérentes dans la région de transition. Dans le cas de l'instabilité de type jet confiné, le jet oscille naturellement suivant un mode sinueux ou variqueux. Des oscillations de type « flip-flap » [6] se superposent aux précédentes lorsque le jet est confiné dans une cavité contenant un obstacle. Elles se traduisent par une déflexion périodique du jet de part et d'autre de l'obstacle.

Nous considérons l'écoulement d'un fluide visqueux incompressible au sein de l'ensemble cavité-obstacle schématisé sur la *figure 1*. Le seuil d'oscillation correspond à $Re_C \approx 50$ [5], le nombre de Reynolds est défini par $Re = V_0 \cdot d/\nu$, d est la largeur du diffuseur, V_0 la vitesse moyenne au niveau du diffuseur et ν la viscosité cinématique du fluide.

Supposons que le débit total Q_0 soit constant et que le débit Q_B dans la branche B soit supérieur au débit Q_A dans la branche A , alors la vitesse moyenne du fluide dans la branche B sera supérieure à celle du fluide dans la branche A . Le débit étant constant, le long du conduit de sortie le profil de vitesse axial va s'établir et être pratiquement invariant. Il existe alors derrière l'obstacle une zone de contact où coïncident deux courants ayant des vitesses proches mais des pressions différentes : l'écoulement est donc

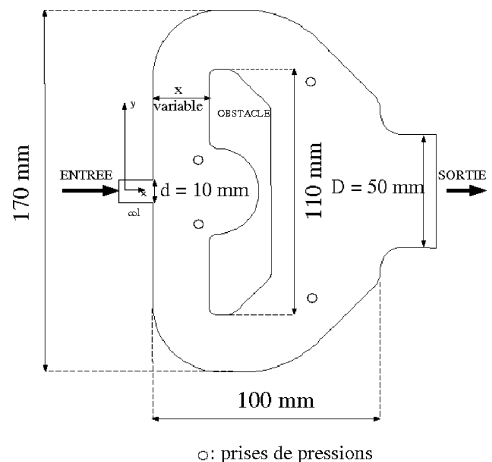


Figure 1. Géométrie réelle de l'oscillateur fluide.

Figure 1. Fluidic oscillator design.

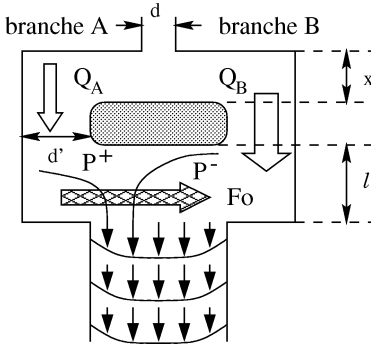


Figure 2. Mise en évidence du mécanisme d'instabilité au sein de la cavité.

Figure 2. Illustration of the instability mechanism in the cavity.

instable. La différence de chute de pression correspond à la présence d'une force F_0 , orientée de P^+ vers P^- (figure 2) qui accélère le fluide dans la branche A et le ralentit dans la branche B. Cette analyse simple permet de considérer que la différence de chute de pression entretient les oscillations de part et d'autre de l'obstacle. Nous pouvons exprimer les oscillations par : $Q_{A,B}(t) = Q_0/2 \pm \Delta Q_0/2 \cdot \sin 2\pi ft$ où $\Delta Q_0/2$ est l'amplitude du débit oscillant, f la fréquence des oscillations et $Q_A(t) + Q_B(t) = Q_0$ avec $Q_0 = V_0 \cdot d \cdot h$ où h est la profondeur de la chambre d'oscillation. De plus, $Q_A(t) = V_A(t) \cdot d' \cdot h$ où $V_A(t)$ est la vitesse moyenne à un instant t qui traverse la section de largeur moyenne d' des branches A et B. En considérant que la chute de pression instantanée dans la branche A peut s'exprimer en fonction de $V_A(t)$ par : $\Delta P_A(t) = E \cdot \rho \cdot (V_A(t))^2/2$ où E est le nombre d'Euler ($E = 2 \cdot \Delta P/(\rho \cdot V^2)$ basé sur la vitesse moyenne à travers la section, ce nombre dépend principalement de la géométrie de l'ensemble cavité-obstacle, figure 3), ρ étant la masse volumique du fluide, nous aurons :

$$\Delta P_A(t) = E \cdot \rho \cdot (V_{A0}/2 + \Delta V_{A0}/2 \cdot \sin 2\pi ft)^2/2 \quad \text{avec } V_{A0} = V_0 \cdot d/d'$$

Nous calculons de même $\Delta P_B(t)$. C'est $\Delta P_A(t) - \Delta P_B(t)$ qui entretient les oscillations :

$$\Delta P_A(t) - \Delta P_B(t) = (E \cdot \rho \cdot V_{A0} \cdot \Delta V_{A0} \cdot \sin 2\pi ft)/2$$

Cette différence correspond, à travers la surface $l \cdot h$, à une force $F_0(t)$ orientée vers la branche B qui vaut :

$$F_0(t) = (E \cdot \rho \cdot l \cdot h \cdot V_{A0} \cdot \Delta V_{A0} \cdot \sin 2\pi ft)/2$$

L'accélération du fluide est : $\gamma(t) = \pi \cdot f \cdot \Delta V_{A0} \cdot \cos 2\pi ft$.

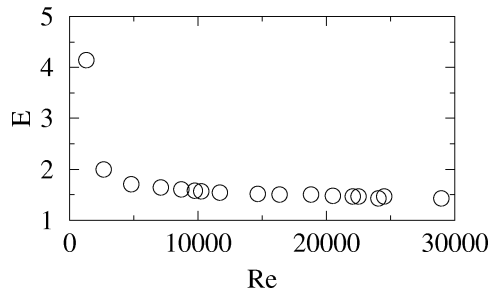
La relation fondamentale de la dynamique appliquée à la masse de fluide mise en mouvement ($m = \rho \cdot S \cdot h$, S est la surface horizontale de la chambre d'oscillation) implique, en moyenne temporelle : $\langle F_0^2(t) \rangle = m^2 \cdot \langle \gamma^2(t) \rangle$. Nous obtenons finalement la relation suivante :

$$f = \frac{E \cdot l \cdot d}{2\pi \cdot d' \cdot S} \cdot V_0$$

En régime turbulent, le nombre d'Euler E est presque constant pour une géométrie donnée (figure 3). La fréquence des oscillations varie donc linéairement avec la vitesse du fluide. Le coefficient de proportionnalité dépend uniquement de la géométrie de la chambre d'oscillation et le nombre de Strouhal est alors constant. Pour les faibles nombres de Reynolds, le nombre d'Euler augmente en raison des effets visqueux, ce qui affecte la linéarité de la réponse en fréquence.

Figure 3. Évolution du nombre d'Euler E en fonction du nombre de Reynolds (écoulement d'air, position 3 de l'obstacle).

Figure 3. Euler number versus Reynolds number evolution (air flow, location 3 of the bluff-body).



3. Résultats expérimentaux

Le banc expérimental est une boucle hydrodynamique basse vitesse. L'écoulement est assuré par gravité. Le débit est mesuré précisément par pesée en continu du fluide. Le jet se déverse via un diffuseur plan ($d = 10$ mm) dans la chambre d'oscillation de dimensions principales sont 170 mm par 125 mm (figure 1). Celle-ci contient un obstacle de position réglable. La profondeur de la cavité, $h = 70$ mm a été déterminée afin de réduire les effets tridimensionnels [7]. Nous étudions les oscillations en mesurant la différence de pression entre deux prises de pression situées en amont ou en aval de l'obstacle. L'acquisition du signal temporel (par paquets de 10 028 points) est réalisée par un oscilloscope numérique. La base de temps est choisie en fonction de la vitesse d'entrée pour obtenir une bonne résolution. La fréquence est déduite par application d'un algorithme FFT classique sur le signal brut ou filtré (figure 4).

3.1. Comportement général de l'oscillation

Nous avons vérifié que tous les points de la cavité oscillent à la même fréquence, ce qui prouve le caractère globalement organisé de l'instabilité, seule l'amplitude des oscillations varie. Pour la position 1 de l'obstacle ($x_1 = 25$ mm), nous obtenons une variation linéaire de la fréquence avec le nombre de Reynolds ($350 < Re < 10000$) suivant la loi : f_i (mHz) = $f_0 + \alpha \cdot Re = -8,24 + 0,126 Re$ (figure 5).

Figure 4. Densité spectrale de puissance et signal de pression associé ($Re = 200$).

Figure 4. Power spectrum density of the associate oscillating pressure signal ($Re = 200$).

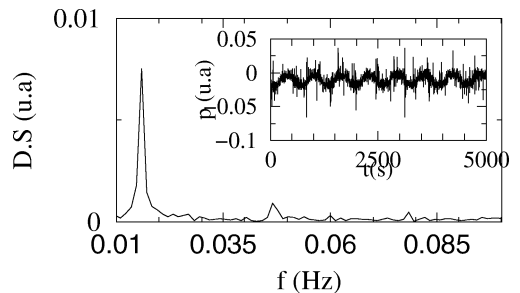


Figure 5. Fréquence d'oscillation en fonction du nombre de Reynolds pour la position 1 de l'obstacle.

Figure 5. Oscillation frequency versus Reynolds number for the location 1 of the bluff-body.

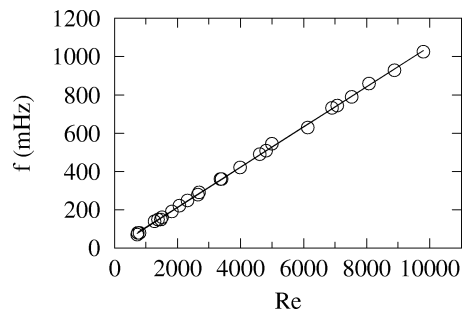


Tableau 1. Valeurs de St_∞ en fonction de la position de l'obstacle.

Table 1. St_∞ values for different bluff-body locations.

Position x (mm)	Nombre de Strouhal St_∞
25	0.0131
35	0.0122
45	0.0088

Le nombre de Strouhal s'écrit alors :

$$St = \frac{f_i \cdot d}{V_0} = \frac{f_0 \cdot d^2}{\nu} \cdot \frac{1}{Re} + \frac{\alpha \cdot d^2}{\nu} = \frac{\beta}{Re} + St_\infty$$

Seul le nombre de Strouhal $St_\infty = \alpha \cdot d^2 / \nu$ est représentatif du système. Pour la position 1, nous avons $St_\infty = (131 \pm 2) \cdot 10^{-4}$ avec $\nu = 9,6 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ à 22 °C.

L'oscillateur testé en écoulement d'air dans les mêmes conditions, à l'aide d'un dispositif non décrit ici, permet de trouver une valeur très proche $St_\infty = (129 \pm 3) \cdot 10^{-4}$ qui montre l'indépendance du nombre de Strouhal vis-à-vis des propriétés du fluide.

3.2. Étude de la fréquence en fonction de la position de l'obstacle

Des essais ont été effectués pour deux autres positions de l'obstacle : $x_2 = 35$ et $x_3 = 45$ mm. Lorsqu'on éloigne l'obstacle du diffuseur, St_∞ diminue (tableau 1). L'explication est simple : augmenter la distance x a pour conséquence de diminuer la vitesse dans la partie de la chambre d'oscillation où la chute de pression est la plus forte, donc de réduire le nombre d'Euler E . Corrélativement, la distance l diminue (figure 2), ce qui a pour effet d'abaisser la fréquence d'oscillation. La figure 6 montre l'évolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds pour la position 3 de l'obstacle. Nous observons que ce nombre augmente entre $Re = 1500$ et 2000, nous l'expliquons par l'augmentation du nombre d'Euler pour de faibles débits. En dessous de $Re = 1500$, le nombre de Strouhal diminue, les effets visqueux sont prédominants.

3.3. Influence de l'écoulement en aval de l'obstacle

Comme nous le proposons, les différences de pression en aval de l'obstacle expliquent une oscillation globale que l'on peut détecter en amont. Dans le but de contrôler les fluctuations de pression dans le canal de sortie, nous avons conditionné l'écoulement avec des chalumeaux. Le spectre du signal de pression fait alors apparaître un pic de fréquence mieux défini (plus haut et plus étroit). Pour la position 2 de l'obstacle, nous obtenons une droite de coefficient de corrélation 1 (à 3 décimales près) : f_i (mHz) = 0,105 Re + 3,05

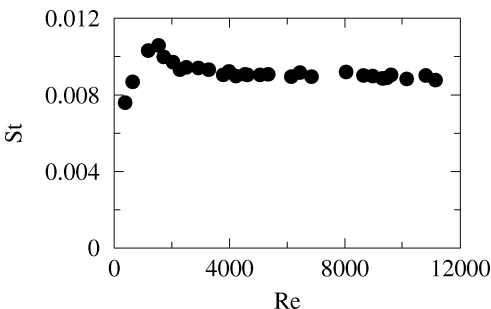


Figure 6. Evolution du nombre de Strouhal St en fonction du nombre de Reynolds pour la position 3 de l'obstacle.

Figure 6. Strouhal number versus Reynolds number evolution for the location 3 of the bluff-body.

Tableau 2. Valeurs du nombre de Strouhal en fonction de la géométrie du canal de sortie et de la position de l'obstacle.**Table 2.** St_∞ values for different pipe exits and different bluff-body locations.

Position x (mm)	Nombre de Strouhal St_∞	
	Écoulement aval libre	Écoulement aval conditionné
25	0.0131	0.0126
35	0.0122	0.0110

soit $St_\infty = 110 \cdot 10^{-4}$. Nous constatons une relative diminution du nombre de Strouhal pour toutes les positions de l'obstacle (*tableau 2*). Le conditionnement de l'écoulement permet de réduire les fluctuations de pression propagées en aval de la chambre d'oscillation en imposant la même surface de contact entre les deux courants fluide pour tout régime d'écoulement.

4. Conclusion

En dépit de sa simplicité, le modèle présenté permet d'interpréter les résultats expérimentaux obtenus. La linéarité de la fréquence des oscillations avec la vitesse d'entrée (le coefficient de proportionnalité dépend uniquement de la géométrie) et l'indépendance du nombre de Strouhal vis-à-vis du fluide ainsi que sa variation avec la position de l'obstacle sont expliquées. Ce modèle ne nous permet cependant pas de prédire la valeur de l'amplitude des oscillations. L'analyse du développement des oscillations au voisinage du seuil a fait l'objet d'une autre étude [5].

Références bibliographiques

- [1] Priestman G.H., Tippetts J.R., Development and potential of power fluidics for process flow control, Chem. Eng. Res. Des. 62 (1984) 67–79.
- [2] Raman G., Cornelius D., Jet mixing control using excitation from miniature oscillating jets, AIAA J. 33 (2) (1995) 365–368.
- [3] Rockwell D., Naudasher E., Self-sustained oscillations of impinging free shear layer, Ann. Rev. Fluid Mech. 11 (1979) 67–94.
- [4] Zielinska B.J.A., Wesfreid J.E., On the spatial structure of global modes in wake flow, Phys. Fluids 7 (1995) 1418–1424.
- [5] Lalanne L., Le Guer Y., Creff R., Dynamics of a bifurcating flow within a heated cavity, Int. J. Therm. Sci. (2000), in press.
- [6] Bouchet G., Etude expérimentale et numérique des auto-oscillations d'un jet confiné, Thèse de l'Université de Paris VI, 1996.
- [7] Boucher R.F., Minimum flow optimization of fluidic flowmeters, Meas. Sci. Technol. 6 (1995) 872–879.