HAL
open science

Oscillations auto-entretenues et instabilités centrifuges dans un écoulement de cavité ouverte

Luc R. Pastur, Christelle Douay, Jérémy Basley, François Lusseyran

To cite this version:

Luc R. Pastur, Christelle Douay, Jérémy Basley, François Lusseyran. Oscillations auto-entretenues et instabilités centrifuges dans un écoulement de cavité ouverte. 16ème Congrès Francophone de Techniques Laser pour la mécanique des fluides, CNRS, CentraleSupélec, Université Paris Saclay, IRSN, Sep 2018, Dourdan, France. hal-02097648

HAL Id: hal-02097648

https://hal.science/hal-02097648

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.

Oscillations auto-entretenues et instabilités centrifuges dans un écoulement de cavité ouverte

Luc R. Pastur [1,2], Christelle Douay[2], Jérémy Basley[3], François Lusseyran[2]

[1] IMSIA – ENSTA ParisTech, 828 Bd des Maréchaux, F-91120 Palaiseau, France.

[2] Université Paris Sud, LIMSI-CNRS Bât 508, F-91405 Orsay, France.

[3] Imperial College, Department of Aeronautics, London SW7 2AZ, UK.

luc.pastur@ensta-paristech.fr

Dans cette contribution, nous nous intéressons aux structures et instabilités d'écoulements de cavité ouverte expérimentalement observées en régime incompressible.

1 L'écoulement de cavité ouverte

L'écoulement de cavité ouverte appartient à la famille des écoulements cisaillés impactants, connus pour développer des oscillations auto-entretenues [1, 2, 3, 4]. Ce type d'écoulements est largement répandu : le bruit aéro-acoustique des trains à grande vitesse est par exemple produit par la cavité que libère le pentographe au sommet de la motrice. C'est également le mécanisme physique à la base de la production du son dans les instruments à vent à biseau. Les intenses oscillations de ces écoulements se traduisent par des pics très marqués dans les spectres de puissance, dont la fréquence évolue linéairement avec la vitesse et avec l'inverse de la longueur de la cavite, *cf* par exemple [3]. D'un point de vue dynamique, l'état de base stationnaire, point fixe du système, perd sa stabilité au profit d'un cycle limite stable, associé aux oscillations auto-entretenues de la couche cisaillée. L'amplitude des oscillations est finie par suite de la saturation non-linéaire de l'instabilité.

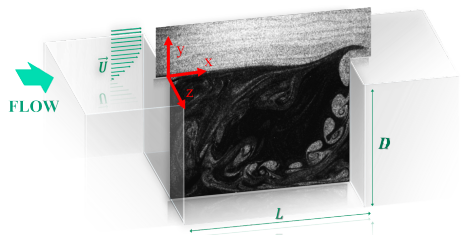

FIGURE 1 – Principe de l'écoulement de cavité ouverte (courtoisie de [5]). La couche limite amont est laminaire jusqu'à des nombres de Reynolds raisonnablement grands. La longueur de cavité est notée L et de profondeur D. L'envergure (dans la direction z) sera notée S.

Les oscillations auto-entretenues de la couche cisaillée sont le phénomène énergétiquement dominant de l'écoulement. Mais l'écoulement se compose également d'une recirculation principale intra-cavitaire, propice au développement d'instabilités centrifuges, du fait de la forte courbure des trajectoires des particules fluides [6, 7]. L'écoulement intra-cavitaire développe des structures bien avant que la couche cisaillée impactante ne se déstabilise. Les structures intra-cavitaires pré-existent donc aux oscillations auto-entretenues et se couplent à elles dès leur apparition. La dynamique des structures intra-cavitaires est caractérisée par de très basses fréquences — d'un à deux ordres de grandeur inférieures à celle de la couche cisaillée. La couche cisaillée présente ainsi un jeu complexe de modulations d'amplitude et de fréquence [5, 8]. Des analyses de stabilité linéaire récentes ont permis d'identifier des familles de modes, stationnaires ou propagatifs, susceptibles de croître sur l'état de base stationnaire [6, 9, 10, 11, 12, 13]. Dans les travaux de [14], nous avons pu montrer quelles étaient les familles de modes effectivement sélectionnées dans l'écoulement réel, en fonction du rapport de la longueur L et de la profondeur de cavité D (rapport de forme), ainsi que l'influence de l'extension latérale S de la cavité dans cette sélection.

2 Oscillations auto-entretenues

Lorsque le nombre de Reynolds est suffisant élevé (l'épaisseur de couche limite suffisamment petite devant la longueur de cavité), l'état de base stationnaire devient instable au profit d'oscillations auto-entretenues, intenses, de la couche cisaillée. Parmi toutes les fréquences susceptibles d'être amplifiées par la couche cisaillée, seule une famille discrète de fréquences est effectivement sélectionnée par la cavité. L'instabilité est globale et la cavité agit alors comme un résonateur. La fréquence d'oscillation est dans le même ordre de grandeur que la fréquence du mode de Kelvin-Helmholtz le plus amplifié dans la couche cisaillée libre, qui se serait développé en l'absence du coin impactant. Rappelons qu'en régime compressible, les pics qui émergent dans le spectre de puissance forment une famille de modes

non harmoniques les uns des autres. La fréquence f_n de ces modes est relativement bien prédite par le modèle semi-empirique de [15], $f_n L/U_0 = (n-\alpha)/(\mathrm{Ma} + U_0/c)$, $n \in \mathbb{N}^\star$, où L est la longueur de cavité, U_0 la vitesse à l'aplomb du bord amont de la cavité, hors de la couche limite, Ma le nombre de Mach, $\alpha \neq 0$ traduit un décalage de phase lié à l'impact sur le coin aval de la cavité et c est la vitesse de phase à laquelle les perturbations sont advectées dans la couche cisaillée. Ainsi, bien que les modes de Rossiter ne soient pas dans un rapport harmonique, la différence de fréquence entre deux modes consécutifs est identique pour chaque mode [16]. La formule reste applicable pour les modes de cavité en régime incompressible, avec $\mathrm{Ma} = 0$ et $U_0/c \simeq 2$, mais α peut varier avec U_0 et les modes de cavité sont toujours accompagnés de leurs harmoniques, à la différence des modes de Rossiter. Sur une large gamme du nombre de Reynolds, les fréquences dominantes de l'écoulement sont ainsi fonctions affines de $1/L$ et U_0. Une analyse de stabilité linéaire uni-dimensionnelle, basée sur l'existence d'ondes réfléchies par les bords de la cavité, a récemment permis de prédire les fréquences effectivement sélectionnées dans l'écoulement [17].

2.1 Régimes d'oscillation de la couche cisaillée

Aux bas nombres de Reynolds, la couche cisaillée n'exhibe pas encore d'oscillations auto-entretenues : elle se comporte comme un amplificateur du bruit de veine amont. Un spectre représentatif de ce régime est montré en figure 2(a), tandis que le portrait de phase de la figure 2(d) exhibe un nuage de points distribués autour d'un centre, comme en témoigne la distribution de probabilité de la figure 2(g). Au-delà d'une valeur critique du nombre de Reynolds, la couche cisaillée perd sa stabilité et le spectre de puissance exhibe une raie intense à la fréquence des oscillations auto-entretenues, dont l'amplitude croît rapidement avec le nombre de Reynolds, comme cela est illustré sur les figures 2(b) et (c). Le portrait de phase change également de morphologie. Les points se distribuent maintenant autour d'une structure toroïdale, *cf* figure 2(f) : la fonction de distribution de probabilité présente deux maxima, typiques du régime d'oscillations auto-entretenues, comme on peut le voir sur la figure 2(i)[18]. Les figures 2(b)-(e)-(h) représentent une situation proche du seuil.

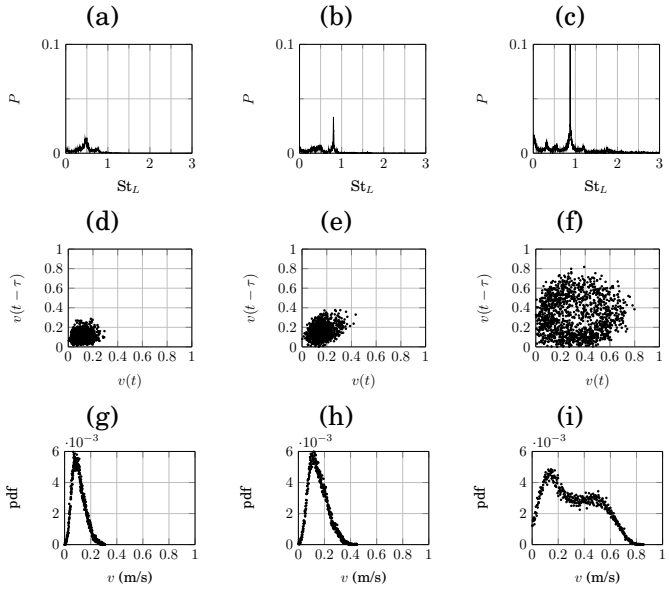

FIGURE 2 – Exemples de spectres (en haut), de portraits de phase (au centre) et de fonctions de distribution de probabilité (en bas), autour du point de bifurcation, pour une cavité de rapport de forme $L/D = 2$, pour les nombres de Reynolds (a)-(d)-(g) $\mathrm{Re}_L = 6\,000$, (b)-(e)-(h) $\mathrm{Re}_L = 8\,500$, (c)-(f)-(i) $\mathrm{Re}_L = 12\,600$. Mesures réalisées par LDV en un point de la couche cisaillée. Pour tracer les portraits de phase (d) à (f), nous avons choisi un retard τ égal à 1/4 de la période dominante identifiée dans les spectres (a) à (c).

A longueur L de cavité et vitesse amont U_0 fixés, le seuil de l'instabilité dépend de l'épaisseur de couche limite θ à l'aplomb du bord amont de la cavité : plus le rapport L/θ est grand, plus l'instabilité sera précoce en U_0, la vorticité de la couche cisaillée étant concentrée sur une plus petite épaisseur δ_ω [5]. La bifurcation est du type Hopf supercritique, mais dès le seuil de l'instabilité la dynamique semble déjà être plus riche que s'il s'agissait d'un simple cycle limite, comme on peut le voir sur la figure 2(c). Nous verrons dans la section 3 que cela est essentiellement dû au couplage de la couche cisaillée avec les structures instationnaires, aux très basses fréquences, présentes dans l'écoulement intra-cavitaire. Lorsque le rapport L/θ augmente, à nombre de Reynolds croissant, il est fréquent d'observer, en plus de la famille de raies dominantes, des pics secondaires, latéraux, de plus basse énergie. Certains de ces pics latéraux croissent en amplitude, et pour certaines plages resserrées du nombre de Reynolds, deviennent d'amplitude comparable à l'amplitude du mode dominant, comme on peut par exemple le voir sur la

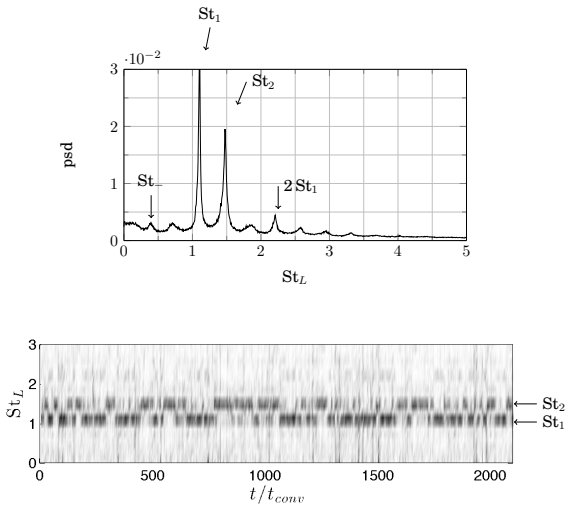

FIGURE 3 – Compétition de modes à $\mathrm{Re}_L = 14\,000$ dans la cavité de rapport de forme $L/D = 2$, $D = 50\,\mathrm{mm}$, (a) spectre de puissance, (b) spectrogramme.

figure 3(a). Sur ces plages, les deux pics dominants, non harmoniques l'un de l'autre, sont accompagnés de leurs harmoniques, ainsi que de composantes supplémentaires résultant du couplage non-linéaire entre les deux modes dominants, en particulier le mode résultant de la différence $\mathrm{St}_- = St_2 - St_1$ que l'on peut voir sur la figure 3(a). La dynamique est alors caractérisée par une compétition entre les deux modes dominants, la couche cisaillée oscillant à l'une ou l'autre fréquence au cours du temps [19, 20]. Cela est illustré sur le spectrogramme de la figure 3(b). Après chaque phase de compétition de modes, à nombre de Reynolds toujours croissant, le nouveau mode dominant des oscillations de la couche cisaillée est un mode de fréquence plus élevée que le précédent [22]. A grand rapport L/θ, un seul pic

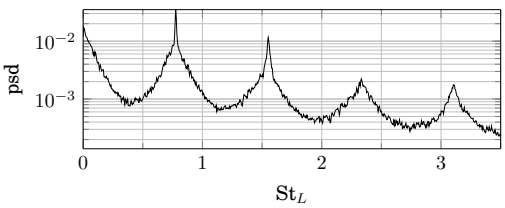

FIGURE 4 – Spectre à $\mathrm{Re}_L = 14\,700$ pour une cavité de rapport de forme $L/D = 1.75$ ($D = 50\,\mathrm{mm}$).

dominant subsiste, avec ses harmoniques, comme on peut le voir sur la figure 4. L'ouverture des pics traduit la convolution de la bande très basse fréquence avec les pics de la couche cisaillée, traduisant une modulation d'amplitude de la porteuse [23, 8].

2.2 Modulation par les très basses fréquences

Sur la figure 5 est représenté un signal typique de vitesse (centré), avec son enveloppe (trait gras noir) ainsi que la composante basse fréquence du signal (trait gras gris). Le mode dominant du spectre de puissance, associé aux oscillations auto-entretenues de la couche cisaillée, apparaît fortement modulé en amplitude sur toute la gamme de fréquences inférieures à $\mathrm{St}_L = 0.4$. Les plus basses échelles de temps caractéristiques de ces modulations sont caractéristiques des échelles de temps de la dynamique des structures intra-cavitaires, comme nous le verrons dans la section suivante. Ces modulations aux très basses fréquences sont absentes des simulations numériques bi-dimensionnelles de l'écoulement de cavité. Seules subsistent en effet dans ce cas les modulations aux échelles de temps associées aux couplages non-linéaires entre modes de couche cisaillée et la principale recirculation intra-cavitaire, comme cela a été récemment montré dans [25]. Ce couplage des dynamiques de couche cisaillée et structures intra-cavitaires engendre la richesse de comportement observée dans les écoulements transversalement étendus.

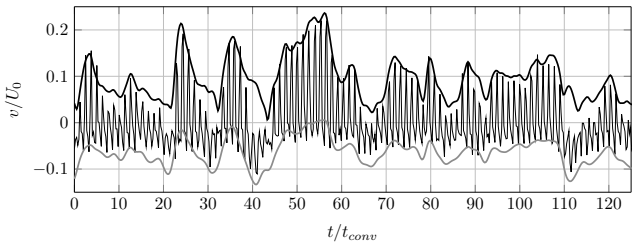

FIGURE 5 – Composante verticale de vitesse (recentrée) mesurée par vélocimétrie laser à effet Doppler (LDV) dans un point de la couche cisaillée proche du point impactant, à $\mathrm{Re}_L = 14\,700$ dans une cavité de rapport de forme $L/D = 1.75$ ($D = 50\,\mathrm{mm}$). La courbe grasse noire qui enveloppe le haut du signal est l'enveloppe du mode dominant, extraite par démodulation complexe [24]. La courbe grasse grise qui enveloppe le bas du signal est la composante basse fréquence du signal, extraite par un filtre passe-bas avec pour fréquence de coupure $\mathrm{St}_L \simeq 0.4$.

3 Instabilités centrifuges

Dans l'écoulement de cavité ouverte, la première instabilité n'est pas de type Kelvin-Helmholtz (bidimensionnelle) mais centrifuge intra-cavitraire (tri-dimensionnelle). Les analyses des instabilités centrifuges dans les écoulements de cavité ouverte, initiées par [6] en régime transsonique, ont été complétées par les travaux de [9, 10, 11, 12] en régime incompressible. Toutes ces analyses sont conduites sur un état de base bidimensionnel dont on étudie les propriétés de stabilité vis-à-vis de modes de Fourier transverses, en fonction des différents paramètres de contrôle du problème (nombre de Reynolds et rapport de forme L/D). Tout récemment, l'analyse de stabilité a été réalisée sur un état de base tri-dimensionel, incluant les effets des parois latérales [13].

3.1 Seuil de l'instabilité centrifuge

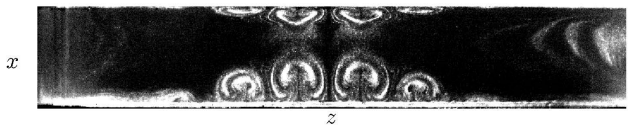

FIGURE 6 – Structures de tourbillons de type Taylor-Görtler, dans un plan horizontal situé en $y/D = -0.1$ pour une cavité de profondeur $D = 50$ mm. Visualisation par fumée de spectacle [14].

La longueur caractéristique pour l'étude des instabilités centrifuges est la profondeur D de cavité. Sauf mention contraire, les nombres de Reynolds et de Strouhal seront donc construits sur D et la vitesse U_0 à l'aplomb du coin amont de la cavité, $\mathrm{Re} = U_0 D/\nu$, $\mathrm{St} = fD/U_0$. L'instabilité primaire se traduit par l'apparition d'une allée de tubes de vorticité s'enroulant autour de la recirculation principale. Dans un plan de coupe horizontal ensemencé par de la fumée de spectacle, les structures prennent la forme de champignons, comme on peut le voir sur la figure 6. Les lobes de ces champignons sont en fait formés de tourbillons contra-rotatifs. La taille caractéristique des tourbillons est de l'ordre de la profondeur de cavité, mais nous verrons que la dynamique de ces états dépend de la configuration expérimentale — géométrie de la cavité et nombre de Reynolds. Les résultats obtenus dans la cavité de profondeur $D = 25$ mm ($S/D = 12$) sont très proches de ceux prédits dans des études de stabilité linéaire réalisées par [9, 12]. Pour $D = 50$ mm ($S/D = 6$), les résultats sont propres à cette profondeur, comme nous le verrons par la suite, et en accord avec les états prédits par [13].

Pour les deux profondeurs de cavité et des rapports de forme allant de $L/D = 1$ à 2, l'instabilité primaire se manifeste par une bifurcation fourche supercritique (imparfaite). L'étude a été réalisée à partir de mesures locales de vitesse par vélocimétrie par effet Doppler (LDV), en rampes croissantes et décroissantes de vitesse. L'apparition des structures tourbillonnaires dans la cavité se traduit par l'émergence d'un pic dans le spectre temporel de puissance du signal mesuré. Cette nouvelle fréquence résulte de la dérive des structures, observée dans toutes les configurations étudiées. Nous reviendrons sur ce point dans la suite. Les seuils détectés en rampes croissantes et décroissantes de vitesse coincident, à la précision expérimentale près. L'évolution du seuil de transition en fonction du rapport de forme, pour les deux profondeurs de cavités, sont représentées sur la figure 7. Dans les deux configurations, les seuils décroissent de façon monotone lorsque la longueur de cavité augmente, jusqu'à atteindre une valeur

critique asymptotique du nombre de Reynolds, $Re_\infty \simeq 1\,750$ pour $D = 25$ mm et $Re_\infty \simeq 1\,900$ pour $D = 50$ mm. L'état de base d'une cavité carrée se révèle plus stable que celui d'une cavité rectangulaire, comme cela est prédit dans [12].

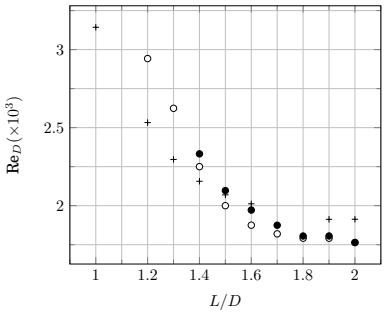

FIGURE 7 – Seuils des instabilités centrifuges, déterminés à partir de l'émergence d'un pic dans le spectre de puissance du signal LDV, dans les cavités de profondeurs $D = 25$ mm (cercles) et $D = 50$ mm (+). Cercles creux : seuil de l'onde gauche, cercles pleins : seuil de l'onde droite.

3.2 Familles de modes

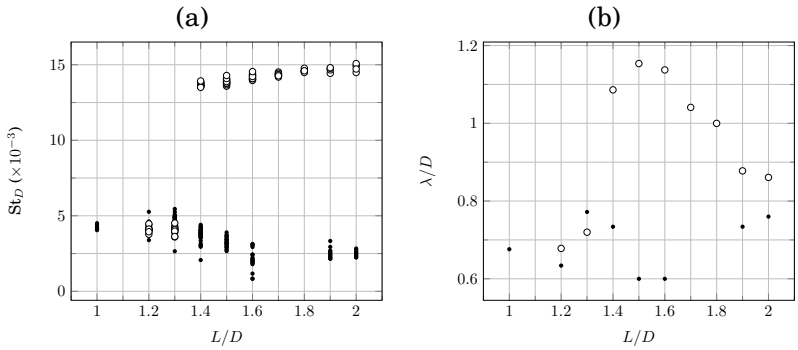

FIGURE 8 – (a) Nombre de Strouhal en fonction du rapport de forme L/D, estimé à différentes valeurs du nombre de Reynolds à partir des mesures LDV, dans les cavités de profondeur $D = 25$ mm (cercles creux) et $D = 50$ mm (cercles pleins). La distribution verticale des symbôles, pour chaque L/D considéré, est liée à une légère décroissance du nombre de Strouhal avec le nombre de Reynolds. (b) Longueur d'onde relevée dans les cavités de profondeur $D = 25$ mm (cercles creux) et $D = 50$ mm (cercles pleins), en fonction du rapport de forme L/D.

La fréquence de dérive ainsi que la longueur d'onde des structures intra-cavitaires, en fonction du rapport de forme de la cavité, pour les profondeurs de cavité $D = 25$ mm et $D = 50$ mm, sont représentées sur la figure 8. Pour la cavité de profondeur $D = 50$ mm, les nombres de Strouhal sont d'ordre 5×10^{-3} pour toutes les configurations considérées, tandis que les longueurs d'onde se distribuent autour de $\lambda/D = 0.68 \pm 0.08$. Dans la cavité de profondeur $D = 25$ mm, on observe (figure 8(a)) une rupture nette dans l'évolution des nombres de Strouhal, rupture qui se produit entre les rapports de forme $L/D = 1.3$ et 1.4 (cercles creux) [26, 27]. Pour ces rapports de forme, la structure d'écoulement change effectivement, le tourbillon de coin amont grossissant vers l'intérieur de la cavité en raison de l'espace libéré par la recirculation principale dans une cavité de grand rapport de forme. Rappelons que cette fréquence est obtenue à partir d'une mesure locale de vitesse dans l'écoulement intra-cavitaire. Une augmentation de cette fréquence traduit donc une dérive plus rapide des structures de tourbillons au point de mesure. Pour les petits rapports de forme, $L/D \leq 1.3$, le nombre de Strouhal est d'ordre 4×10^{-3}, i.e. du même ordre de grandeur que dans la cavité de profondeur $D = 50$ mm. Pour $L/D \geq 1.4$, il est d'ordre 1.2×10^{-2}, trois fois supérieur. Parallèlement à cette rupture dans le nombre de Strouhal, on observe également, sur la figure 8(b), un saut en longueur d'onde pour $L/D = 1.4$ (cercles creux). La longueur d'onde passe ainsi de $\lambda/D \simeq 0.7$ pour les petits rapports de forme, à $\lambda/D > 1$ pour $L/D = 1.4$, puis décroît lentement lorsque la longueur de cavité augmente, jusque vers $\lambda/D \simeq 1$ pour $L/D = 2$. De plus, lorsque le nombre de Reynolds est légèrement augmenté au-delà du seuil de l'instabilité primaire (cercles pleins noirs de la figure 7), une seconde onde, quasi-symétrique de la première, se développe dans les cavités de grand rapport de forme ($L/D > 1.4$). Comme on peut le voir sur le diagramme spatio-temporel de la

figure 9, les deux ondes se superposent dans une région localisée de l'espace, engendrant cette structure en damier caractéristique d'une onde (quasi) stationnaire. Une décomposition en modes dynamiques,

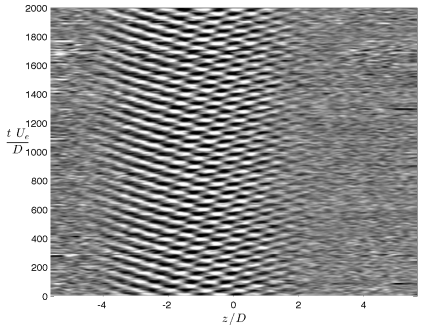

FIGURE 9 – Diagramme spatio-temporel issu d'une collection de champs de vorticité, en vue de dessus, à $\mathrm{Re}_D = 2\,000$, $L/D = 1.75$ ($D = 25\,\mathrm{mm}$).

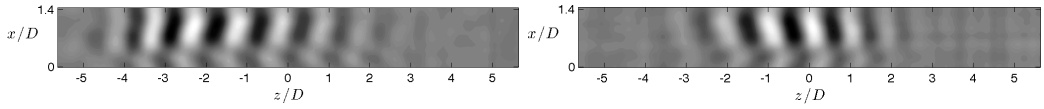

FIGURE 10 – Partie réelle des modes dynamiques associés à chacun des deux pics dominants à St_G et St_D. Les niveaux de gris encodent le champ de vorticité du mode.

selon la méthode décrite dans [28], sur un échantillon de réalisations du champ de vitesse, permet d'extraire les structures spatiales associées aux deux fréquences dominantes du spectre de puissance dans ce régime d'ondes contra-propagatives, *cf* figure 10. Le mode associé à la fréquence adimensionnelle St_G correspond à une onde progressive gauche, d'extension spatiale finie le long de l'envergure, le mode associé à St_D étant associé à une onde droite. Si les deux ondes étaient parfaitement symétriques (même pulsation ω, vecteurs d'onde opposés, $k_G = -k_D$, amplitudes égales), il en résulterait une onde stationnaire. Dans la totalité des expériences réalisées, les ondes ne sont jamais parfaitement symétriques en pulsation, $\omega_G \neq \omega_D$. Cela se traduit dans le spectre de puissance par la présence de deux pics proches mais séparés, d'amplitudes légèrement différentes, ainsi que par des vecteurs d'onde non parfaitement symétriques [29].

On voit donc que deux familles de modes différentes sont sélectionnées selon que le rapport de forme est petit ($L/D \leq 1.3$) ou grand ($L/D \geq 1.4$). Pour les petits rapports de forme, la famille de modes présente une dérive lente et une longueur d'onde petite. Pour les grands rapports de forme, la famille sélectionnée présente une dérive rapide et des longueurs d'onde de l'ordre de la profondeur de cavité. Les analyses de stabilité linéaire, sur un état de base stationnaire bi-dimensionnel d'un écoulement de cavité ouverte vis-à-vis de modes de perturbation transverses, ont montré que différentes familles de modes peuvent présenter des taux de croissance positifs lorsque le nombre de Reynolds augmente [9, 12]. La famille de modes sélectionnée au seuil de l'instabilité, pour des rapports de forme $L/D > 1.3$, est une famille de modes propagatifs. Pour la configuration particulière $L/D = 1.4$, le nombre de Strouhal du mode critique vaut $St \simeq 10^{-2}$ et sa longueur d'onde $\lambda/D \simeq 1$. Pour les petits rapports de forme, la famille sélectionnée au seuil de l'instabilité primaire est une famille de modes stationnaires de longueur d'onde $\lambda/D \simeq 0.5$. Dans nos expériences, les structures observées à $S/D = 6$ et $S/D = 12$, $L/D < 1.4$, ne sont jamais stationnaires, mais les nombres de Strouhal sont très faibles, d'ordre 5×10^{-3} [14].

3.3 Confinement latéral

Notre configuration expérimentale diffère de la configuration de [9, 12] en ceci qu'elle présente des bords latéraux rigides, absents des analyses de stabilité linéaire. Or, les résultats de simulations numériques directes de l'écoulement en cavité carrée montrent qu'une allée de structures tourbillonnaires, stationnaires en présence de conditions aux limites latérales périodiques, présente une dérive lente en présence de bords latéraux rigides [30]. Il a également été montré que les vitesses de dérive lente des structures quasi-stationnaires étaient comparables aux vitesses induites par le pompage de Bödewadt sur les bords [26]. Pour $S/D = 6$, les nombres de Strouhal sont très faibles et les longueurs d'onde sont d'ordre $\lambda/D \simeq 0.7$, quelque soit le rapport de forme longitudinal L/D. Ces valeurs sont caractéristiques du mode stationnaire critique des analyses de stabilité linéaires de [9, 12]. Il apparaît ainsi que la famille

de modes propagatifs ne s'exprime pas dans la cavité profonde, en raison du fort confinement imposé par l'extension transverse de la cavité. Dans cette configuration, seule subsiste alors la lente dérive induite par le pompage de Bödewadt vers les bords latéraux, et les écoulements intra-cavitaires secondaires qui en découlent [26]. Les analyses de stabilité conduites par [13] montrent qu'au seuil de l'instabilité primaire, une structure de paires de tourbillons contra-rotatifs, (quasi)stationnaires, se développe dans la région centrale de la cavité, laissant les bords latéraux libres de structures tourbillonnaires. Au-delà d'une nouvelle valeur critique du nombre de Reynolds, cet état de base se déstabilise à son tour au profit d'une structure de tourbillons propagatifs, dans la région voisine des bords latéraux, en très bon accord avec les observations expérimentales [30, 26].

4 Au-delà du seuil primaire

A nombre de Reynolds croissant, la légère différence de fréquences entre les ondes gauche et droite permet le transfert d'énergie vers d'autres modes par couplage non-linéaire entre les deux modes dominants, dans un mécanisme d'interaction à trois ondes. L'évolution des amplitudes spectrales associées aux ondes gauche et droite, dans le régime secondaire, est illustrée sur la figure 11. La croissance monotone des amplitudes spectrales des ondes gauche et droite cesse brutalement lorsque le mode différence commence à croître dans les spectres de puissance, suggérant un transfert d'énergie vers le mode différence. L'évolution des amplitudes des ondes gauche et droite à haut Reynolds, bien qu'apparemment erratique, est en fait sensiblement reproductible en rampes croissante et décroissante du nombre de Reynolds. Cela traduit un processus physique sous-jacent plus riche et complexe au travers duquel l'énergie fournie au système est progressivement transférée vers un nombre croissant de nouveaux modes. A haut nombre de Reynolds, le régime dynamique ressemble à un chaos spatio-temporel caractérisé par un spectre de puissance richement peuplé et une dynamique de fronts non triviale, comme décrit dans [26, 14]. Il serait intéressant de caractériser plus précisément la manière dont évoluent les dynamiques de fronts et d'enveloppe des ondes dans ce système lorsque le nombre de Reynolds va croissant.

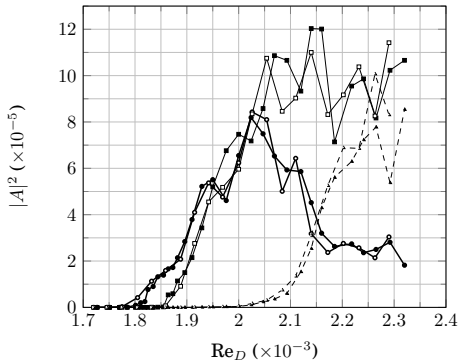

FIGURE 11 – Evolution des amplitudes des ondes gauche (ω_G, k_G) (cercles et lignes grasses), droite (ω_D, k_D) (carrés et lignes fines), et de l'onde différence $(\omega_D - \omega_G, k_D - k_G)$ (triangles et lignes pointillées), en rampes croissante (symboles pleins) et décroissante (symboles creux) du nombre de Reynolds. Configuration $D = 25$ mm, $L/D = 1.75$.

Remerciements

Ce travail a reçu le soutien de l'ANR à travers le contract ANR-06-BLAN-0363 HiSpeed PIV, ainsi que le soutien de la DGA et du SETCI. N. Delprat, Th. M. Faure, J.C. Robinet, S. Residori, J.C. Loiseau, F. Picella sont chaleureusement remerciés pour les nombreuses discussions partagées.

Références

[1] D. Rockwell. Prediction of oscillation frequencies for unstable flow past cavities. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 11 :67–94, 1979.

[2] D Rockwell and Et Naudascher. Review - self-sustaining oscillations of flow past cavities. *Journal of Fluids Engineering*, 100(2) :152–165, 1978.

[3] D Rockwell and E Naudascher. Self-sustained oscillations of impinging free shear layers. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 11(1) :67–94, 1979.

[4] D. Rockwell and C. Knisely. Vortex edge interaction : mecanisms for generating low frequency components. *Physics of Fluids*, 23(239), 1980.

[5] J Basley, LR Pastur, N Delprat, and F Lusseyran. Space-time aspects of a three-dimensional multi-modulated open cavity flow. *Physics of Fluids*, 25(6) :064105, 2013.

[6] Guillaume A Bres and Tim Colonius. Three-dimensional instabilities in compressible flow over open cavities. *Journal of Fluid Mechanics*, 599 :309–339, 2008.

[7] Thierry M Faure, Panayotis Adrianos, François Lusseyran, and Luc Pastur. Visualizations of the flow inside an open cavity at medium range reynolds numbers. *Experiments in Fluids*, 42(2) :169–184, 2007.

[8] J. Basley, L.R. Pastur, F. Lusseyran, J. Soria, and N. Delprat. On the modulating effect of three-dimensional instabilities in open cavity flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 759 :546–578, 2014.

[9] F. Meseguer-Garrido, J. de Vicente, E. Valero, and V. Theofilis. Effect of aspect ratio on the three-dimensional global instability analysis of incompressible open cavity flows. In *Proceedings of the 6th AIAA Theoretical Fluid Mechanics Conference (TFMC6)*, pages 309–339, 2011.

[10] F. Alizard, J.-Ch. Robinet, and X. Gloerfelt. A domain decomposition matrix-free method for global linear stability. *Computers and Fluids*, 66 :63–84, 2012.

[11] F. Meseguer-Garrido, J. de Vicente, E. Valero, and V. Theofilis. On linear instability mechanisms in incompressible open cavity flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 752 :219–236, 2014.

[12] Javier de Vicente, Jeremy Basley, Fernando Meseguer-Garrido, Julio Soria, and Vassilios Theofilis. Three-dimensional instabilities over a rectangular open cavity : from linear stability analysis to experimentation. *Journal of Fluid Mechanics*, 748 :189–220, 2014.

[13] F Picella, J-Ch Loiseau, F Lusseyran, J-Ch Robinet, S Cherubini, and L Pastur. Successive bifurcations in a fully three-dimensional open cavity flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 844 :855–877, 2018.

[14] Ch. Douay. *Experimental parametric study of properties and transitions of the flow inside an open cavity and control of the flow*. PhD thesis, Univertsité Pierre et Marie Curie-Paris 6, 2014.

[15] JE Rossiter. Wind tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds. Technical report, Ministry of Aviation ; Royal Aircraft Establishment ; RAE Farnborough, 1964.

[16] Nathalie Delprat. RossiterâĂŹs formula : A simple spectral model for a complex amplitude modulation process ? *Physics of Fluids*, 18(7) :071703, 2006.

[17] Florian Tuerke, Denisse Sciamarella, LR Pastur, François Lusseyran, and Guillermo Artana. Frequency-selection mechanism in incompressible open-cavity flows via reflected instability waves. *Physical Review E*, 91(1) :013005, 2015.

[18] Clarence W Rowley, David R Williams, Tim Colonius, Richard M Murray, and Douglas G Macmynowski. Linear models for control of cavity flow oscillations. *Journal of Fluid Mechanics*, 547 :317–330, 2006.

[19] L. Pastur, F. Lusseyran, T. M. Faure, Y. Fraigneau, R. Pethieu, and P. Debesse. Quantifying the nonlinear mode competition in the flow over an open cavity at medium reynolds number. *Experiments in Fluids*, 44 :597–608, 2008.

[20] François Lusseyran, Luc Pastur, and Christophe Letellier. Dynamical analysis of an intermittency in an open cavity flow. *Physics of Fluids*, 20(11) :114101, 2008.

[21] M. A. Kegerise, E. F. Spina, S. Garg, and L. N. Cattafesta. Mode-switching and nonlinear effects in compressible flow over a cavity. *Physics of Fluids*, 16(3) :678–687, March 2004.

[22] J Basley, LR Pastur, F Lusseyran, Th M Faure, and N Delprat. Experimental investigation of global structures in an incompressible cavity flow using time-resolved piv. *Experiments in Fluids*, 50(4) :905–918, 2011.

[23] Jérémy Basley. *An experimental investigation on waves and coherent structures in a three-dimensional open cavity flow*. PhD thesis, Université Paris Sud-Paris XI, 2012.

[24] Luc Pastur, Mark-Tiele Westra, and Willem van de Water. Sources and sinks in 1d traveling waves. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 174(1) :71–83, 2003.

[25] Florian Tuerke, Luc Pastur, Yann Fraigneau, Denisse Sciamarella, François Lusseyran, and Guillermo Artana. Nonlinear dynamics and hydrodynamic feedback in two-dimensional double cavity flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 813 :1–22, 2017.

[26] CL Douay, LR Pastur, and F Lusseyran. Centrifugal instabilities in an experimental open cavity flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 788 :670–694, 2016.

[27] Christelle L Douay, François Lusseyran, and Luc R Pastur. The onset of centrifugal instability in an open cavity flow. *Fluid Dynamics Research*, 48(6) :061410, 2016.

[28] Peter J Schmid. Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data. *Journal of fluid mechanics*, 656 :5–28, 2010.

[29] Luc Pastur. Instabilités, contrôle et mélange en écoulements de cavités. Hdr, Université Paris Sud-Paris, 2017.

[30] Thierry M Faure, Luc Pastur, François Lusseyran, Yann Fraigneau, and Danièle Bisch. Three-dimensional centrifugal instabilities development inside a parallelepipedic open cavity of various shape. *Experiments in Fluids*, 47(3) :395–410, 2009.