



**HAL**  
open science

## Étude paramétrique par PIV du seuil d'apparition d'une instabilité centrifuge dans une cavité

Thierry Faure, Christelle L. Douay, Luc R. Pastur, François Lusseyran

### ► To cite this version:

Thierry Faure, Christelle L. Douay, Luc R. Pastur, François Lusseyran. Étude paramétrique par PIV du seuil d'apparition d'une instabilité centrifuge dans une cavité. 13ème Congrès Francophone de Techniques Laser, Sep 2012, Rouen, France. pp. 83-90. hal-00910922

**HAL Id: hal-00910922**

**<https://hal.science/hal-00910922v1>**

Submitted on 28 Nov 2013

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

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

# Étude paramétrique par PIV du seuil d'apparition d'une instabilité centrifuge dans une cavité

Thierry M. FAURE<sup>1,\*</sup>, Christelle L. DOUAY\*, Luc R. PASTUR\*, François LUSSEYRAN\*

\*LIMSI UPR CNRS 3251 – Université Pierre et Marie Curie Sorbonne Universités et Université Paris-Sud, bât. 508, rue J. Von Neumann, B.P. 133, 91403 Orsay Cedex

\*\*Centre de Recherche de l'Armée de l'Air – Écoles d'Officiers de l'Armée de l'Air, BA 701, 13661 Salon Air

## 1 Introduction

Les écoulements de cavité constituent une classe d'écoulements marqués par la présence d'une recirculation, qui impose une courbure pouvant donner naissance à une instabilité centrifuge [1]. Il existe différentes configurations d'écoulements de cavité, on distingue ici les écoulements de cavités ouvertes et les écoulements de cavités entraînées par le déplacement d'une paroi mobile. Dans le premier cas, la mise en mouvement du fluide dans la cavité est réalisé par une couche de cisaillement, engendrée par un écoulement extérieur, au sein de laquelle peut se développer une instabilité de type Kelvin-Helmholtz. Pour la seconde catégorie, l'entraînement du fluide dans la cavité est créé par la translation d'une paroi. L'objectif de cette étude est de présenter l'évolution de l'instabilité centrifuge et des structures tourbillonnaires de type Taylor-Görtler qui en résultent, en fonction du nombre de Reynolds et de la géométrie, dans le cas d'une cavité ouverte où se développe une couche de cisaillement. La vitesse est obtenue par vélocimétrie par images de particules (PIV). Un critère de stabilité visqueux est calculé à partir du champ moyen de vitesse pour mettre en évidence les seuils d'apparition de cette instabilité et comparer la nature de l'écoulement avec une cavité entraînée par une paroi mobile.

## 2 Moyens d'essais

### 2.1 Dispositif expérimental

Le dispositif est constitué d'une cavité parallélépipédique modulaire, de longueur  $L$ , de profondeur  $D$  et d'envergure finie  $S$ . Cette configuration de cavité ouverte donne lieu au développement d'une instabilité de type Kelvin-Helmholtz dans la couche de cisaillement qui se forme entre l'écoulement extérieur et la recirculation. Dans les résultats présentés ici, le rapport longueur sur profondeur  $L/D$  est compris entre 0,5 et 2 et le rapport  $S/D$  est égal à 6. La vitesse de référence est la vitesse de l'écoulement extérieur à la couche limite amont  $U_e$ . L'intensité de turbulence maximum de l'écoulement extérieur est inférieure à 1%. Le nombre de Reynolds, qui a pour objectif de caractériser l'écoulement dans la cavité, est construit sur la vitesse de l'écoulement extérieur et la profondeur  $D$ . Il a été montré que ce nombre de Reynolds  $Re_D$  est le nombre caractéristique pour la description de la dynamique de l'écoulement dans la cavité [2]. Un système de coordonnées cartésiennes est utilisé (Figure 1) avec l'axe  $x$  dans la direction de l'écoulement extérieur, l'axe  $y$  perpendiculaire à la plaque amont et l'axe  $z$  dans la direction de l'envergure de la cavité.

### 2.2 Instrumentation PIV

Les mesures PIV sont réalisées avec un laser Nd-YAG qui émet une nappe laser de 0,25 mm d'épaisseur dans la longueur d'onde 532 nm avec une énergie de 250 mJ par impulsion. Les séquences d'images sont enregistrées par une caméra 10 bits de résolution 1032x778 pixels à la fréquence de 20 Hz. Les champs de vitesse sont obtenus avec un algorithme de flot optique utilisant une programmation dynamique orthogonale [3]. La résolution en vitesse est de  $1/32^e$  de pixel ce qui donne, compte tenu du grandissement de la caméra de l'ordre de  $2 \times 10^{-4}$  m/pixel, une précision relative de vitesse de 0,15% ou  $5 \cdot 10^{-3}$  m·s<sup>-1</sup> pour  $Re_D = 10\,000$ . Le champ de vitesse

---

<sup>1</sup> Correspondant : [thierry-m.faure@inet.air.defense.gouv.fr](mailto:thierry-m.faure@inet.air.defense.gouv.fr)

n'est généralement pas résolu en temps au niveau de la couche de cisaillement, mais l'est à l'intérieur de la cavité où les vitesses sont beaucoup plus faibles. Deux plans d'observation de la cavité sont présentés dans la suite : un plan  $(x,y)$  situé à mi-envergure de la cavité et un plan  $(x,z)$  situé à  $y = -0,3$  (Figure 1).

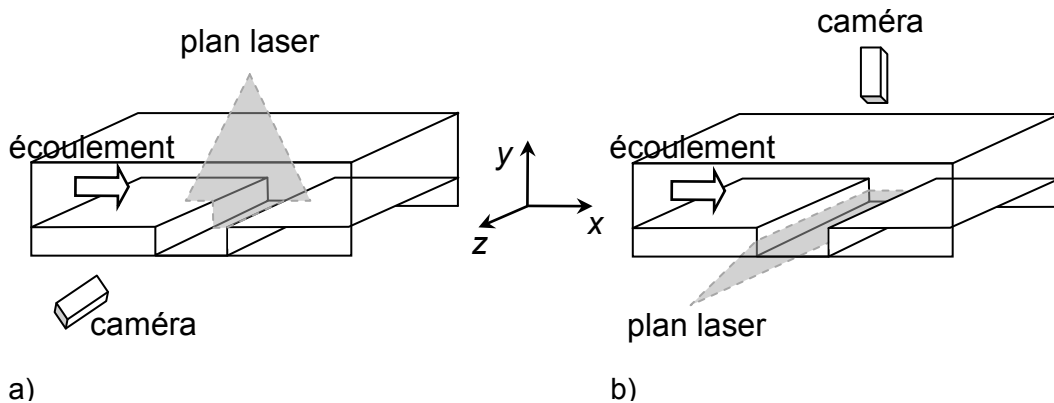


Figure 1 – Montage expérimental et plans de mesure de l'écoulement dans la cavité : a) plan  $(x,y)$ , b) plan  $(x,z)$ .

### 3 Dynamique tourbillonnaire

#### 3.1 Critère d'identification de tourbillons

Des structures tourbillonnaires annulaires s'enroulent autour de la recirculation de la cavité, elles ont été identifiées sur des visualisations [1][4] et des mesures PIV [5]. Cependant, la composante de vitesse principale est perpendiculaire au plan  $(x,z)$  et on peut obtenir un fort bruit de mesure si l'intervalle de temps entre les deux éclairagements laser n'est pas correctement adapté. Afin de permettre d'identifier ces structures tourbillonnaires, on applique un critère de détection des tourbillons aux champs PIV instantanés. Ce critère  $\Gamma_2$  est un moment cinétique normalisé défini par [6] :

$$\Gamma_2(\vec{x}) = \frac{1}{S} \int_{\vec{x}' \in S} \frac{(\vec{x}' - \vec{x}) \wedge [\vec{U}(\vec{x}') - \vec{U}(\vec{x})]}{\|\vec{x}' - \vec{x}\| \|\vec{U}(\vec{x}') - \vec{U}(\vec{x})\|} d\vec{x}'$$

où  $\vec{x}$  est la position dans le champ PIV et  $S$  la surface d'intégration autour de ce point. La Figure 2 présente un champ instantané de  $\Gamma_2$  qui montre une alternance de régions d'intensité proche de 1 et  $-1$ , dans la partie centrale de la cavité ainsi qu'au niveau du bord amont. Ces zones ont été identifiées à la présence de paires de structures tourbillonnaires contrarotatives correspondant à des tourbillons de type Taylor-Görtler, qui se répartissent autour de la recirculation de la cavité et résultent du développement d'une instabilité centrifuge.

#### 3.2 Mesure de la dérive transverse

Le suivi temporel des structures tourbillonnaires annulaires peut être réalisé par l'extraction d'une ligne du champ de  $\Gamma_2$  le long de l'envergure de la cavité et en traçant l'évolution de cette ligne au cours du temps, ce qui conduit à un diagramme spatio-temporel (Figure 3). On observe des lignes alternées qui partent de l'axe de la cavité ( $z = 0$ ) vers les parois latérales ( $z = \pm 0,15$ ) et qui traduisent une dérive transverse de ces tourbillons au cours du temps en direction des parois, sous l'effet d'un pompage d'Ekman. On observe à certains instants, la naissance aléatoire de paires de tourbillons de type Taylor-Görtler entre deux paires préexistantes, qui se traduit par des changements de direction des lignes d'une même couleur dans le diagramme spatio-temporel. Pour chaque configuration, la vitesse de dérive transverse des tourbillons de Taylor-Görtler est déterminée par la pente de ces mêmes lignes.

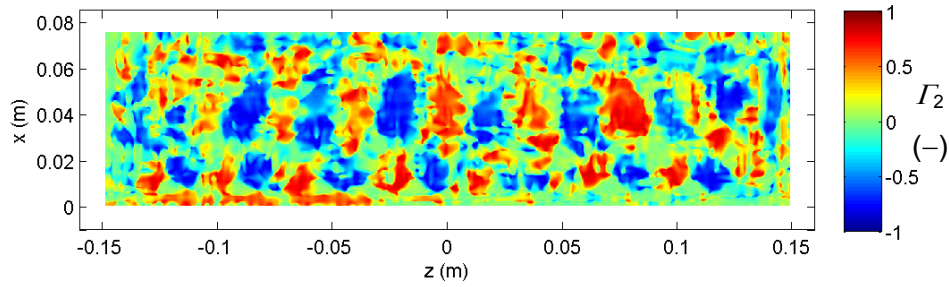


Figure 2 – Critère  $\Gamma_2$  de détection de tourbillons appliqué à un champ de vitesse instantané pour  $Re_D = 2300$  and  $L/D = 1,5$  dans un plan  $(x, z)$  situé à  $y/D = -0,3$ .

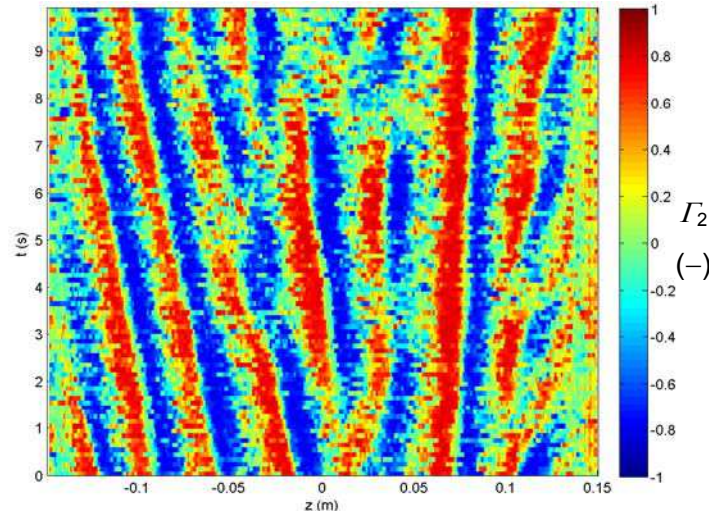


Figure 3 – Diagramme spatio-temporel obtenu par l'extraction d'une ligne du champ  $\Gamma_2$  pour  $Re_D = 2300$  and  $L/D = 1,5$ .

## 4 Stabilité de l'écoulement

### 4.1 Discriminant de Rayleigh

Les régions où l'écoulement est potentiellement instable au sens de l'instabilité centrifuge sont déterminées par le discriminant de Rayleigh [8] :

$$\eta(x, y) = - \frac{\partial \left\| \vec{r}(x, y) \wedge \vec{U}(x, y) \right\|^2}{\partial r}$$

Ce discriminant est obtenu dans un plan  $(x, y)$  à partir des vitesses moyennes calculées sur 600 champs PIV. Ce champ moyen est considéré comme état de base, ce qui est vérifié dans le cas où l'instabilité centrifuge n'est pas développée. Il en va de même de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, peu développé pour  $L/D = 0,5$  et 1, et dont l'influence n'est sensible qu'au voisinage du bord aval dans les autres cas. Dans les configurations présentant des tourbillons de Taylor-Görtler, faute de pouvoir accéder à l'état de base, instable, l'analyse sera faite sur le champ moyen, que l'on suppose proche de cet état de base. L'utilisation du champ moyen peut en effet être justifiée par la dérive transverse de ces structures vers les parois latérales de la cavité, et le passage continu au cours du temps de tourbillons de sens de rotation alternés. Compte tenu de la fréquence d'acquisition des champs de vitesse de 10 Hz et de la période du temps de retournement des tourbillons selon l'envergure d'environ 5 s, cela correspond au passage d'environ 12 paires de tourbillons en un point. On peut donc considérer que l'influence de ces tourbillons est lissée sur un temps de mesure suffisamment long. Les régions où  $\eta > 0$  correspondent à un écoulement visqueux potentiellement instable (Figure 4). Cette région est la partie extérieure du tourbillon de la recirculation, ce qui est en accord avec de précédentes études

en cavité ouverte [2] ou entraînée [7]. Par ailleurs, les niveaux les plus forts du discriminant de Rayleigh sont situés dans la partie externe de la recirculation au voisinage du bord aval de la cavité. On remarque également une augmentation de l'intensité de cette zone avec le rapport  $L/D$ . Il faut noter que, pour  $L/D = 0,5$  la cavité présente deux tourbillons superposés selon la profondeur  $D$ , le tourbillon supérieur étant le plus instable.

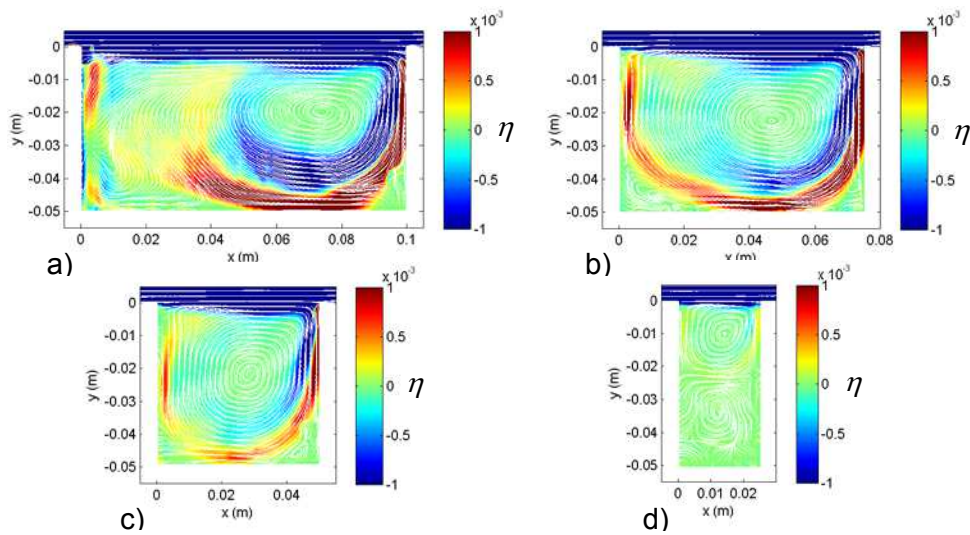


Figure 4 – Discriminant de Rayleigh superposé aux lignes de courant du champ moyen pour un nombre de Reynolds  $Re_D = 4230$  et a)  $L/D = 2$  b)  $L/D = 1,5$  c)  $L/D = 1$  d)  $L/D = 0,5$ .

La moyenne des valeurs positives du discriminant de Rayleigh caractérise le niveau d'instabilité. Cette quantité augmente avec  $Re_D$  (Figure 5). L'apparition de tourbillons pleinement développés met en évidence deux seuils différents selon que la recirculation s'étend sur toute la profondeur de la cavité ( $L/D \geq 1$ ) ou seulement sur la moitié de la profondeur ( $L/D = 0,5$ ).

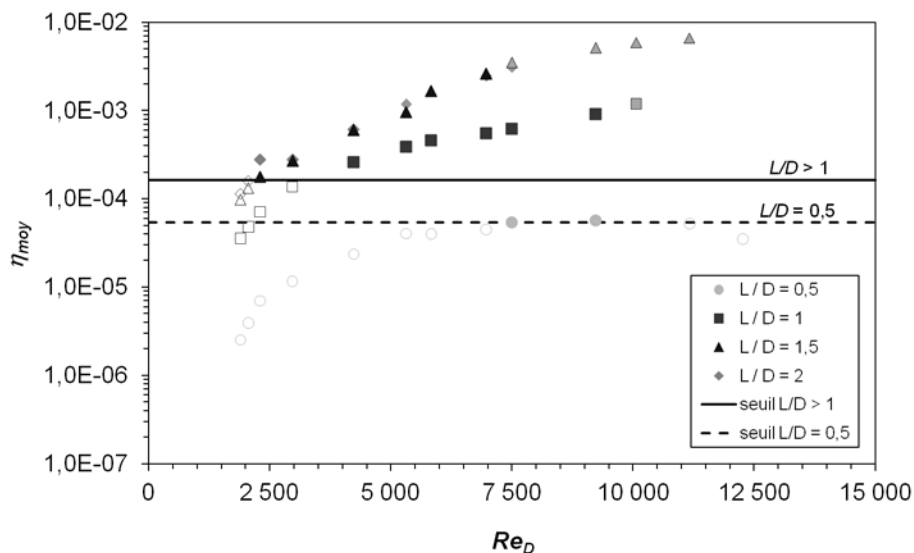


Figure 5 – Discriminant de Rayleigh en fonction du nombre de Reynolds pour quatre rapports d'envergure  $L/D$  – symboles creux : absence d'instabilité centrifuge, symboles pleins : instabilité centrifuge, symboles creux grisés : écoulement transitionnel.

La Figure 6 présente l'évolution de la surface  $S_0$  correspondant à la zone potentiellement instable où  $\eta > 0$ , rapportée à la section droite de la cavité  $L D$  en fonction de  $Re_D$ , pour différentes valeurs de  $L/D$ . Pour  $L/D = 0,5$  cette région occupe environ 50% de la section de la cavité, mais il faut remarquer dans ce cas les faibles valeurs du discriminant de Rayleigh qui peuvent être de l'ordre

de grandeur du niveau de bruit de mesure. Pour les autres valeurs de  $L/D$  où le tourbillon de la recirculation se développe selon toute la profondeur de la cavité, on constate une zone plus réduite entre 25% et 40% de la section, qui décroît jusqu'à  $Re_D \sim 7000$  puis augmente avec le nombre de Reynolds.

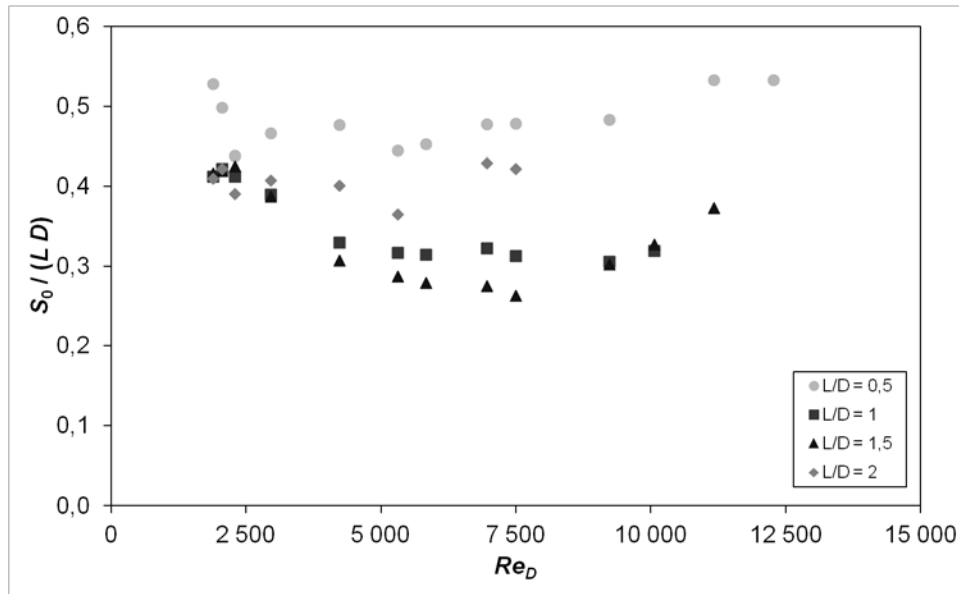


Figure 6 – Évolution de la zone d'écoulement potentiellement instable rapportée à la section de la cavité en fonction du nombre de Reynolds.

#### 4.2 Critère de stabilité en écoulement visqueux

Le discriminant de Rayleigh est établi dans le cas d'un écoulement potentiel, c'est-à-dire sans viscosité. Dans un fluide réel, la viscosité tend à stabiliser l'écoulement et il s'installe alors une compétition entre les forces centrifuges de déstabilisation et les forces visqueuses de stabilisation, chacune d'entre elles essayant de diffuser ses effets. Le rapport du temps caractéristique de stabilisation sur le temps caractéristique de déstabilisation définit le degré de stabilité de l'écoulement. Ce rapport est appelé critère de stabilité [9] :

$$C = \frac{\text{effets centrifuges déstabilisants}}{\text{effets visqueux stabilisants}} = \frac{\text{temps de stabilisation}}{\text{temps de déstabilisation}} = \frac{d_i^2}{\nu} \frac{U_c}{\sqrt{R_c d_i}} = \frac{U_c d_i}{\nu} \sqrt{\frac{d_i}{R_c}}$$

où  $U_c$  est la vitesse de convection dans la cavité,  $R_c$  le rayon de courbure de la recirculation,  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide et  $d_i$  l'étendue de la zone potentiellement instable au sens du discriminant de Rayleigh. Compte tenu du mouvement de rotation dans la cavité, ces différentes grandeurs évoluent dans la recirculation selon l'azimut compté à partir du centre de rotation, l'origine correspondant à la droite passant par le bord aval (Figure 7).

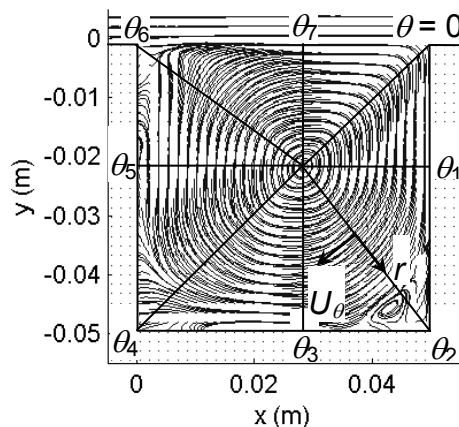


Figure 7 – Évolution de l'azimut dans la recirculation de cavité pour  $L/D = 1$ .

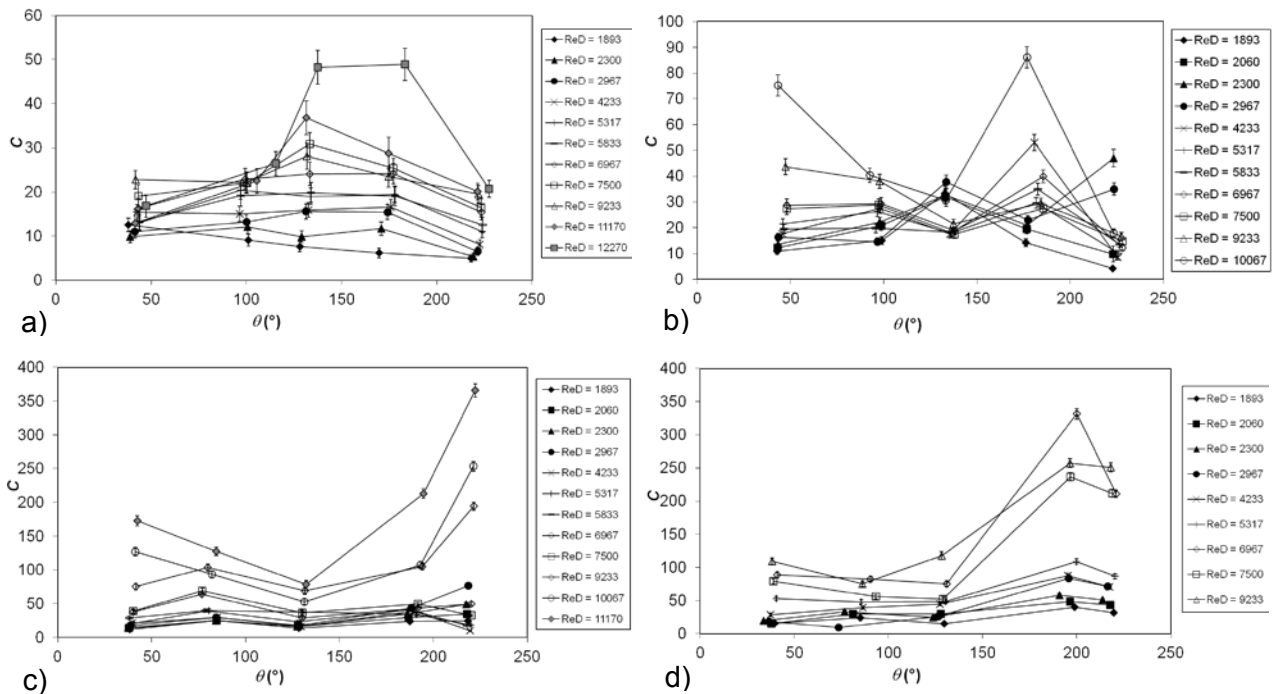


Figure 8 – Critère de stabilité en fonction de la position azimutale dans la recirculation pour différents nombres de Reynolds : a)  $L/D = 0,5$  b)  $L/D = 1$  c)  $L/D = 1,5$  d)  $L/D = 2$ .

De façon générale, le critère  $C$  augmente avec  $Re_D$ , indiquant que l'écoulement devient plus instable dans la cavité (Figure 8). Pour une même valeur du nombre de Reynolds,  $C$  s'accroît avec le rapport  $L/D$  c'est-à-dire avec la longueur de la zone de cisaillement qui crée l'entraînement du fluide dans la cavité. On observe en particulier une amplification importante de  $C$  entre  $L/D = 1$  et  $L/D = 1,5$  qui correspond au passage d'un tourbillon de la recirculation inscrit à l'intérieur des parois de la cavité à un tourbillon qui ne se développe pas selon toute la longueur de la cavité. Pour une configuration donnée, la position pour laquelle  $C$  est maximum est fortement dépendante de  $L/D$  et de  $Re_D$  mais on observe le plus souvent des niveaux plus élevés vers la fin du mouvement de recirculation, contrairement au discriminant de Rayleigh qui est plus fort au début de la recirculation. Les forces visqueuses ont donc un effet stabilisant qui vient contrebalancer les effets centrifuges, et se font ressentir principalement à l'entrée de la recirculation. La position azimutale du maximum du critère de stabilité visqueux est fortement dépendante du rapport  $L/D$  et donc de la forme du tourbillon de la recirculation, avec un maximum entre  $120^\circ$  et  $180^\circ$  pour un tourbillon circulaire ( $L/D = 0,5$  et  $1$ ) et entre  $200^\circ$  à  $220^\circ$  pour un tourbillon allongé selon la longueur de la cavité.

### 4.3 Seuil d'apparition de l'instabilité centrifuge

La Figure 9 montre la moyenne des valeurs positives du discriminant de Rayleigh  $\eta_{moy}$  rapportée à la distance selon laquelle l'écoulement est potentiellement instable  $d_i$ . On observe, pour les différents rapports  $L/D$ , un seuil unique au-dessus duquel apparaissent les tourbillons de Taylor-Görtler. Seul un point, correspondant à une cavité de section carrée pour  $Re_D = 2970$ , est au-dessus du seuil et ne présente pas de tourbillons annulaires. Ce résultat s'interprète donc par le fait que l'échelle caractéristique de l'instabilité centrifuge est la dimension de la région où l'écoulement est instable. C'est donc cette dimension qui caractérise l'écoulement en termes du développement de l'instabilité centrifuge.

### 4.4 Comparaison avec une cavité entraînée par une paroi mobile

La comparaison entre un écoulement de cavité ouverte et un écoulement de cavité entraînée par une paroi mobile [9] est réalisée pour  $L/D = 1$  (Figure 10). Pour un même nombre de Reynolds, on observe des niveaux du critère de stabilité  $C$  plus importants pour la cavité entraînée par paroi mobile par rapport à la cavité ouverte, ce qui peut s'expliquer par le confinement du tourbillon de la recirculation selon les quatre côtés de la cavité, et par conséquent une plus forte cohérence dans

le développement de ce tourbillon et de l'effet centrifuge de l'instabilité. Des niveaux de  $C$  plus faibles sont obtenus pour la cavité ouverte, avec une croissance qui n'est pas continue le long de l'azimut de la recirculation. Cependant, la confrontation de ces résultats avec l'observation des tourbillons de Taylor-Görtler, résultant de l'instabilité centrifuge, met en évidence, pour cette valeur de  $L/D$ , un seuil d'apparition de l'ordre de 40 dans le cas de la cavité ouverte, tandis que le seuil est supérieur à 85 dans le cas de la cavité entraînée. On peut interpréter cette différence de seuils dans le développement de l'instabilité centrifuge, par l'injection de vorticité de la part de la couche de cisaillement qui se traduit par un forçage de l'écoulement facilitant le développement de l'instabilité centrifuge. Dans le cas de la cavité entraînée par paroi mobile, le développement des tourbillons de Taylor-Görtler avait été observé en imposant des perturbations en paroi dès  $Re_D = 1000$  [9].

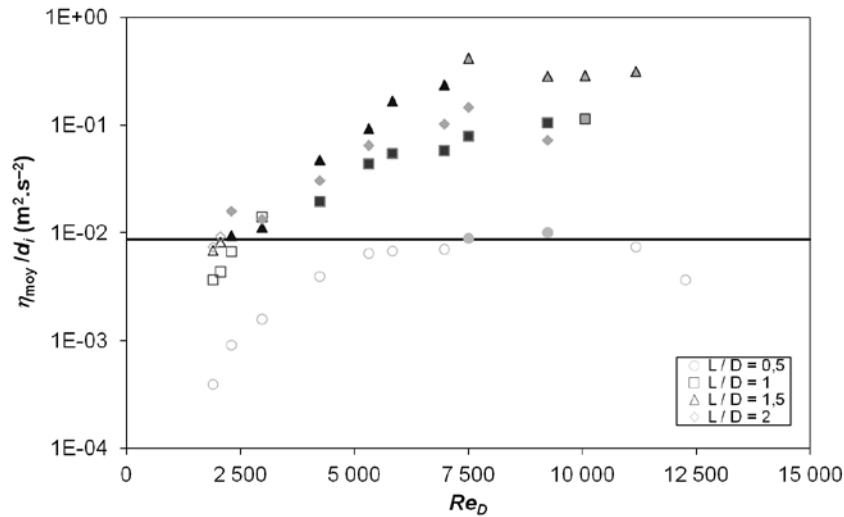


Figure 9 – Discriminant de Rayleigh rapporté à la distance  $d_i$  en fonction du nombre de Reynolds pour quatre rapports d'envergure  $L/D$  – symboles creux : absence d'instabilité centrifuge, symboles pleins : instabilité centrifuge, symboles creux grisés : écoulement transitionnel, ligne continue : seuil d'apparition de l'instabilité centrifuge.

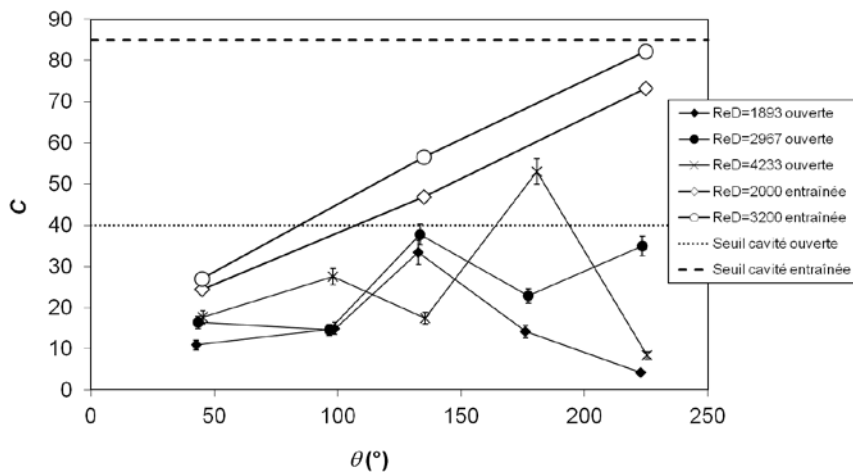


Figure 10 – Comparaison entre un écoulement de cavité ouverte et de cavité entraînée par paroi mobile à partir du critère de stabilité en fonction de la position azimutale pour  $L/D = 1$  (les tourbillons de Taylor-Görtler sont observés pour la cavité ouverte à  $Re_D = 4233$ ).

## 5 Conclusion

Un écoulement de cavité ouverte, qui présente dans certaines configurations, le développement d'une instabilité centrifuge de type Taylor-Görtler, est caractérisé expérimentalement par PIV. L'identification de structures tourbillonnaires a été effectuée en utilisant un critère d'identification



de tourbillons et la construction d'un diagramme spatio-temporel permettant de mettre en évidence la dérive transverse de ces structures dans la cavité sous l'effet d'un pompage d'Ekman. Le discriminant de Rayleigh met en évidence les zones de l'écoulement potentiellement instable en fonction des paramètres géométriques de la cavité et du nombre de Reynolds. Le critère de Rayleigh identifie la zone d'instabilité où prennent naissance les tourbillons de Taylor-Görtler qui sont ensuite convectés au sein de la recirculation en demeurant cohérents. Afin de prendre en compte les effets stabilisant de la viscosité, un critère de stabilité visqueux est mesuré au sein de la recirculation. Il est alors possible d'identifier un seuil unique d'apparition des tourbillons de Taylor-Görtler indépendamment de la géométrie. Si l'écoulement en cavité ouverte et en cavité entraînée par une paroi mobile sont semblables quant à la structuration du champ de vitesse, les seuils du développement de l'instabilité centrifuge sont différents. Dans le cas de la cavité entraînée par une paroi mobile, le seul effet déstabilisant est la courbure imposée par la recirculation. Pour la cavité ouverte, l'interaction entre la couche de cisaillement et la recirculation constitue un apport de vorticité supplémentaire participant à la déstabilisation, ce qui explique un niveau plus faible du seuil d'apparition.

## Références

- [1] T.M. Faure, L.R. Pastur, F. Lusseyran, Y. Fraigneau, D. Bisch "Three-dimensional centrifugal instabilities development inside a parallelepipedic open cavity of various shape", *Experiments in Fluids* – Vol. 47, 395–410 (2009)
- [2] G.A. Br  s, T. Colonius "Three-dimensional instabilities in compressible flow over open cavities", *Journal of Fluid Mechanics* – Vol. 599, 309–339 (2008)
- [3] G.M. Qu  not, J. Pakleza, T.A. Kowalewski "Particle image velocimetry with optical flow", *Experiments in Fluids* – Vol. 25, 177–189 (1998)
- [4] T.M. Faure, P. Adrianos, F. Lusseyran, L.R. Pastur "Visualizations of the flow inside an open cavity at medium range Reynolds numbers", *Experiments in Fluids* – Vol. 42, 169–184 (2007)
- [5] T.M. Faure, A. Defrasne, F. Lusseyran, L.R. Pastur, Y. Fraigneau « Structure 3D d'un écoulement de cavité ouverte de forme variable », 11<sup>  me</sup> Congrès Francophone de Techniques Laser, Futuroscope (France), 15-19 Septembre 2008, 433–440 (2008)
- [6] M. Michard, T. Favelier "Développement d'un critère d'identification de structures tourbillonnaires adapté aux mesures de vitesse par PIV", 9<sup>  me</sup> Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, Bruxelles (Belgique), 14-17 septembre 2004, D9 (2004)
- [7] C. Migeon "Contribution à l'analyse de l'écoulement tridimensionnel instable s'  tablissant à l'intérieur de cavités cylindriques", Thèse de Doctorat, Universit   de Poitiers (2000)
- [8] J.S. Rayleigh "On the dynamics of evolving fluids", *Scientific papers* – Vol. 6, 447–453 (1916)
- [9] C. Migeon "Details on the start-up development of the Taylor-Görtler-like vortices inside a square-section lid-driven cavity for  $1,000 \leq Re \leq 3,200$ ", *Experiments in Fluids* – Vol. 33, 594–602 (2002)