

# Caractérisation des modes et des longueurs d'ondes des instabilités à l'intérieur d'une cavité ouverte

Mourad BOUTERRA<sup>1\*</sup>, Afif EL CAFSI<sup>1</sup>, Ali BELGHITH<sup>1</sup>, François LUSSEYRAN<sup>2</sup>, Pierre GOUGAT<sup>2</sup>

1. LETTM, Département de physique, Facultés des Sciences de Tunis – Campus Universitaire 2092 Tunis TUNISIE

2. LIMSI-CNRS Bat. 508 - B.P. 133 - 91 403 Orsay Cedex FRANCE

\* Auteur correspondant : mourad.bouterra@fst.rnu.tn

**Résumé-** L'étude porte sur un écoulement le long d'une cavité, ouverte, en interaction avec une couche limite laminaire. Elle vise à établir une relation entre les structures tourbillonnaires cohérentes et les modes fréquentiels caractéristiques obtenus à partir de séries temporelles de la vitesse mesurée en un point en aval de la cavité par la technique Vélocimétrie Laser à effet Doppler LDV. La variation du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds conduit à un regroupement pour chaque mode, permettant de bien séparer les modes les uns des autres. Les modes spatiaux permettent de mesurer la longueur d'onde de l'instabilité, se propageant dans la couche cisaillement, en fonction du nombre de Strouhal limite. Une loi de sélection de la longueur a été confrontée avec le calcul expérimental.

**Mots clés :** cavité, mode fréquentiel, analyse spectrale, Strouhal Reynolds.

## 1. Introduction

Le comportement dynamique de l'écoulement dans une cavité a fait l'objet d'un grand nombre d'études expérimentales au cours des quarante dernières années. De par son importance fondamentale, l'interaction d'une couche limite avec une cavité est considérée comme une étude académique pouvant inclure plusieurs spécialités scientifiques. Ces dernières peuvent inclure l'étude du développement des instabilités, de la turbulence, de l'aéro-acoustique voire même des couplages fluides structures et cela à travers des démarches aussi bien théoriques, expérimentales que numériques. L'ensemble des investigations concerne un large domaine et montre l'existence de modes d'instabilités et de couplages fortement dépendants des caractéristiques de l'écoulement incident et de la géométrie de la cavité [1]. De nombreuses études rapportent que l'écoulement de cavité ne modifie pas fondamentalement le comportement naturel de la couche de mélange qui correspond au cisaillement qui se développe sur l'axe de la cavité. Les oscillations, initialement présentes sous forme de modes hydrodynamiques de type Kelvin Helmholtz, subissent une forte amplification lorsqu'elles sont en présence du bord aval de la cavité. Toutefois, ce mécanisme auto-entretenu n'évolue pas nécessairement vers la formation de structures tourbillonnaires telles que celles créées dans la couche de mélange en développement libre. Il apparaît également que les différents modes d'instabilités résultant de la couche de mélange de la cavité peuvent coexister et que leurs niveaux relatifs évoluent en fonction des paramètres de la configuration. On se propose, dans ce travail d'étudier, d'une part, les modes spatiaux résultant de l'interaction entre une couche limite laminaire et une cavité de rapport d'aspect variable, en fonction du nombre de Strouhal. De quantifier, d'autre part, l'étude par une analyse d'une loi de sélection de la longueur d'onde et de la confronter avec le calcul expérimental moyennant la LDV.

## 2. Dispositif Expérimental

Dans notre expérience, l'écoulement s'effectue à basse vitesse, et on peut donc le considérer comme incompressible. La couche de cisaillement qui se forme à l'affleurement amont de la cavité est théoriquement instable dès que l'écoulement amont existe [2].

Le schéma de principe de l'installation expérimentale utilisée, pour l'étude de l'interaction couche limite cavité, est représenté sur la figure 1. L'écoulement est créé par un ventilateur centrifuge placé en amont de la chambre de tranquillisation. L'injection de marqueur s'effectue à l'entrée du ventilateur. Un conduit axial se terminant par un nid d'abeille et un convergent amène l'écoulement vers la section d'essais. Cet écoulement à caractère uniforme, arrive parallèlement à une plaque plane mince, dont le bord d'attaque, de forme elliptique, est orthogonal à la vitesse. La longueur de la plaque est de 200 mm permet de fournir une couche limite laminaire. La veine d'essai de ce dispositif (figure 2) à une section rectangulaire, de hauteur 75 mm sur une largeur de 300 mm, et une longueur totale de l'ordre de 600 mm. Cette veine est fabriquée en plexiglas, pour faciliter les prises de vue de l'extérieur et l'éclairage de l'écoulement. En sortie de la soufflerie, l'air est rejeté dans la salle de mesure. Le ventilateur utilisé dans ce système permet d'avoir des écoulements caractérisés par des vitesses loin de la paroi, pouvant atteindre 5 m/s. Son envergure  $l=300\text{mm}$  est fixée par les parois latérales de la soufflerie. En plus des nombres de Reynolds et de Strouhal, on définit deux autres nombres sans dimension à savoir le rapport d'envergure  $F=l/h$  (envergure sur hauteur) et le rapport d'aspect de la cavité  $R = L/h$  (longueur sur hauteur). L'origine du système de coordonnées est prise sur le bord d'attaque à mi-envergure, l'axe  $x$  est dans la direction de l'écoulement, l'axe  $y$  normal à la plaque amont et l'axe  $z$  selon l'envergure de la cavité. On a vérifié que la paroi supérieure de la section d'essai n'a pas d'influence sur le développement de la couche de cisaillement ni sur l'écoulement. L'épaisseur de la couche limite qui se développe sur cette paroi est inférieure à 10 mm et n'a pas d'influence sur l'écoulement extérieur le long des directions longitudinales et transversales. L'épaisseur a essentiellement pour effet d'accélérer le fluide au dessus de la cavité par conservation du débit. La vitesse amont  $U_\infty$  est mesurée à 102 mm en amont de la cavité et 25,5 mm au dessus de la plaque amont. Dans cette étude, l'apparition et la propagation de tourbillons à grande échelle semblent être relativement peu affectées par les effets de confinement. Cela est d'autant plus vrai que le rapport d'aspect maximum est de 2. Dans la zone aval de la cavité, nous avons effectué des mesures par LDV de la composante longitudinale de la vitesse. Ces mesures ont été faites pour une large gamme de valeurs de la vitesse débitante  $U_\infty$ , allant de 0 jusqu'à 5 m/s. Le point de mesure situé dans la zone d'échappement, se trouve à 15 mm du bord de fuite et à 15 mm également de la paroi, comme le montre la figure 2. Le point de mesure se situe dans l'écoulement résultant de la couche de cisaillement pour subir toute perturbation due, d'une part, à la couche de mélange essentiellement localisée au-dessus de la cavité, d'autre part, aux structures tourbillonnaires intra-cavitaires. Nous avons utilisé comme traceurs, les particules du dioctylphtalate, injectées au niveau du ventilateur de la soufflerie. Les données obtenues par enregistrement, ont été traitées par le logiciel Dataview développé par la société Aerometrics. Les mesures de vitesse par LDV dans la zone d'échappement tourbillonnaire, ont été réalisées pour plusieurs cavités caractérisées par différentes valeurs du rapport d'aspect  $R$  [3].

## 3. Résultats

### 3.1. Détermination de la relation Strouhal Reynolds

On s'intéresse à étudier la relation des nombres Strouhal Reynolds pour trois rapports d'aspect différents. Ces rapports sont choisis en maintenant la hauteur de la cavité constante ( $h = 50\text{ mm}$ ) et en donnant à la longueur  $L$  de la cavité les valeurs 100 mm ( $R=2$ ), 75 mm

( $R=1.5$ ) et 50 mm ( $R=1$ ). Le nombre de Reynolds basé sur la longueur de la cavité  $L$  est défini par  $Re_L = \frac{U_\infty L}{\nu}$ . Le choix de la longueur de la cavité  $L$  comme longueur caractéristique dans l'expression du nombre de Strouhal a été justifié par A. Maurel [4] et confirmé par les études [5,6]. On définit le nombre de Strouhal par :  $St = \frac{fL}{U_\infty}$ .

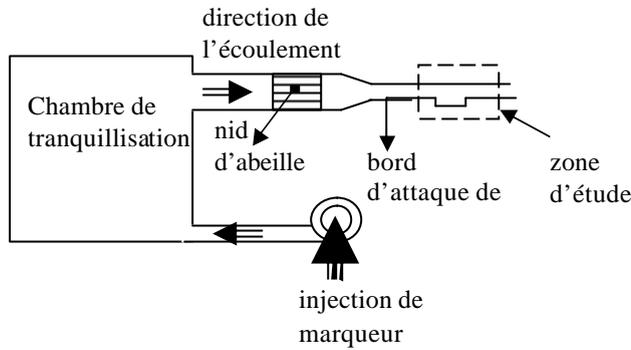


Figure 1 : Dispositif expérimental

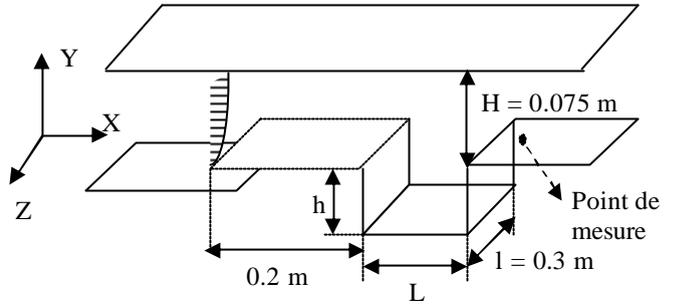


Figure 2 : Schéma de la veine d'essai

A partir des résultats expérimentaux antérieurs, on a la relation  $f = aU_\infty + f_0$ , le nombre de Strouhal s'écrit :  $St = \frac{fL}{U_\infty} = \frac{(aU_\infty + f_0)L}{U_\infty} = \frac{f_0 L^2}{\nu} \frac{1}{Re_L} + aL$ . Soit  $St = St_\infty + \frac{b}{Re_L}$ .

Pour chaque mode de cavité, on peut définir la valeur asymptotique remarquable  $St_\infty = aL$  qui correspond simplement à la pente  $\alpha$  de la droite d'interpolation de la fréquence en fonction de la vitesse de référence, multipliée par la longueur de la cavité. Notons ici que la loi donnant le nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds coïncide avec les solutions du modèle de Landau à coefficients complexes pour la bifurcation de Hopf [5].

### 3.2. Résultats expérimentaux

Pour le calcul du nombre de Strouhal, nous avons tenu compte uniquement des modes associés aux séries de fréquences dont l'ajustement linéaire présente une ordonnée à l'origine négative. Nous pensons que les fréquences enregistrées associées à  $f_0$  (positive) semblent représenter un autre phénomène oscillatoire qui pourrait être étudié ultérieurement. Le nombre de Strouhal ainsi calculé est une fonction croissante du nombre de Reynolds et tend vers une asymptote horizontale caractérisée par la valeur de  $St_\infty = aL$ .

La présentation des modes fréquentiels en fonction de la vitesse de référence (figure 3) ne permet pas d'identifier les modes déjà caractérisés par les études antérieures [7]. En revanche, on retrouve, pour chaque mode, l'existence d'un seuil d'apparition des fréquences ainsi qu'une évolution linéaire de la fréquence quand on s'éloigne du seuil. Cela nous a conduit à représenter cette évolution en fonction d'un nombre de Strouhal et d'un nombre de Reynolds basés sur la longueur de la cavité  $L$ .

Sur la figure 4, nous présentons la courbe de variation du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds avec effet de regroupement en 3 modes pour les différents rapports d'aspect. Le regroupement des modes est net y compris pour le mode 2 qu'on peut l'identifier comme correspondant aux instabilités de la couche de cisaillement. Nous constatons, également, un même écart, de l'ordre de 0.5 entre les valeurs de Strouhal du mode 2 et du mode 1 qu'entre les valeurs de Strouhal du mode 2 et du mode 3.

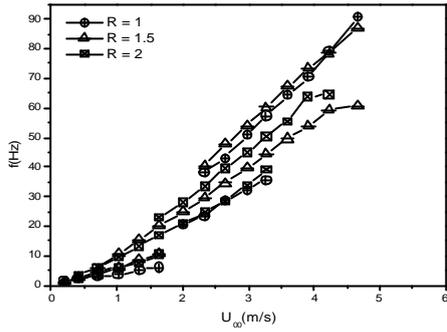


Figure 3 : Modes fréquentiels en fonction de  $U_{\infty}$  pour les trois valeurs de  $R$

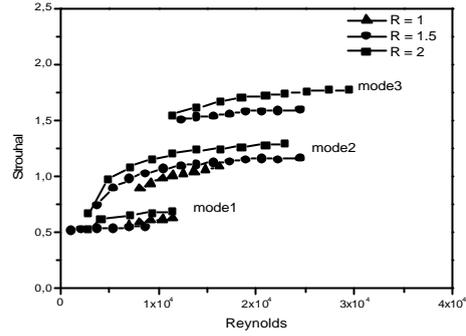


Figure 4 : Nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds : effet de regroupement en trois modes

Les différentes valeurs de  $St_{\infty}$  obtenues pour les différentes cavités et pour les différents modes observés, sont regroupées dans le tableau T1. Nous avons regroupé, sur le même tableau T1, les écarts entre les nombres de Strouhal des différents modes. Nous constatons que le nombre de Strouhal augmente en moyenne de 0,5 lors du passage d'un mode au mode suivant.

L'étude de la variation du nombre de Strouhal en fonction de l'ordre du mode sélectionné par la cavité nous permet d'accéder à la mesure de la vitesse  $c$  de convection des tourbillons correspondant à chacun des modes de la cavité :  $c = \frac{St_{\infty}}{n + \frac{1}{4}} U_{\text{moy}}$  [5].

		$St_{\infty}$ (R = 2)	$St_{\infty}$ (R = 1.5)	$St_{\infty}$ (R = 1)
mode 1		0.656	0.480	-
mode 2		1.213	1.096	0.621
mode 3		1.707	1.490	1.123
$\Delta St_{\text{s}}$	Mode 1-2	0,557	0,616	-
	Mode 2-3	0,494	0,394	0,502
$\Delta St_{\text{s moy}}$		0,525	0,505	0,502

Tableau T1 : Les Valeurs et les écarts de  $St_{\infty}$  obtenues des différents modes pour les trois valeurs de  $R$

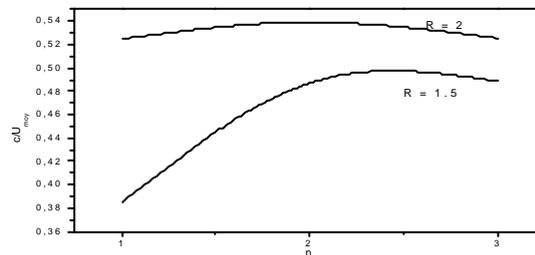


Figure 5 : L'évolution du rapport  $c/U_{\text{moy}}$  en fonction de  $n$

Sur la figure 5, nous avons représenté, l'évolution du rapport  $\frac{c}{U_{\text{moy}}}$  en fonction de  $n$  (ordre du mode de cavité) pour les deux cavités ( $R = 2$  et  $R = 1.5$ ). On observe que le rapport  $\frac{c}{U_{\text{moy}}}$

converge aussi vers la valeur 0,5, qui est la valeur classiquement trouvée dans le cas de la couche de mélange. Dans notre étude, la couche de mélange correspond au cisaillement qui se développe sur l'axe de la cavité et les deux recirculations qui se développent à l'intérieur de la cavité. Ce sont ces recirculations qui freinent les structures convectées dans la cavité. Or la taille de ces structures diminue lorsque l'ordre des modes augmente, on comprend assez bien que le freinage est d'autant plus efficace que la taille des structures est grande. Ainsi, le rapport entre la vitesse des tourbillons et la vitesse moyenne augmente avec l'ordre  $n$ , et sature comme dans le cas de la couche de mélange. Après avoir évoqué la présence des modes dans ce type de configuration, nous introduisons une autre notion caractéristique de ce type d'écoulement : il s'agit de la détermination de la longueur d'onde sélectionnée. Il a été montré par de nombreuses études [5] que dans ce type de géométries confinées, les conditions limites inhérentes au confinement, imposent une loi de sélection de la longueur d'onde de la forme

$$l = \frac{L}{n + e}, \text{ où } \lambda \text{ est la longueur d'onde de la cavité, } L \text{ la longueur de la cavité, } n \text{ un entier et } e$$

un paramètre appelé correction de bout, et qui rend compte de la condition limite de sortie. En effet, la longueur d'onde est une fraction de la longueur de la cavité, celle-ci contient un nombre entier ( $n = 4$ ) de longueurs d'ondes plus une correction d'environ un quart de la longueur d'onde. Ainsi, la loi de sélection de la longueur d'onde s'écrit, dans ce cas

$$l = \frac{L}{(n + \frac{1}{4})} = \frac{c}{f} \quad (1).$$

La vitesse de convection  $c$  des tourbillons se déduit d'après la théorie des couches de mélange :  $c = \frac{U_\infty}{2} = bU_\infty$  ( $\beta=0,5$ ). Le nombre de Strouhal est donné par :

$$St = \frac{fL}{U_\infty} = b(n + e)$$

Pour  $n = 1$ ,  $St = b(1 + e)$

Pour  $n = 2$ ,  $St = b(2 + e)$  ;  $\Delta St = \beta = 0,5$ . Cette valeur confirme les résultats précédents.

$$St = \frac{fL}{U_\infty} = \frac{\frac{c}{f}L}{U_\infty} = \frac{bU_\infty L}{U_\infty} = \frac{bL}{St} \quad \text{c'est-à-dire} \quad l = \frac{bL}{St} \quad (\beta=0,5) \quad (2).$$

Utilisons les deux expressions théorique (1) et expérimentale (2) pour calculer la longueur d'onde pour chaque mode trouvé dans la cavité. Les résultats de la valeur expérimentale de  $\lambda$ , déterminés à partir du nombre de Strouhal limite sont donnés sur le tableau T2. Les valeurs théoriques et expérimentales de la longueur d'onde ont le même ordre de grandeur. Ceci justifie l'utilisation de la loi de sélection de la longueur d'onde choisie pour ce type d'écoulement.

Longueur d'onde $\lambda$	R = 2		R = 1.5		R = 1	
	$\lambda_{th}$ (m)	$\lambda_{exp}$ (m)	$\lambda_{th}$ (m)	$\lambda_{exp}$ (m)	$\lambda_{th}$ (m)	$\lambda_{exp}$ (m)
Mode 1	0,80	0,76	0,60	0,78	-	-
Mode 2	0,44	0,41	0,33	0,34	0,40	0,22
Mode 3	0,30	0,29	0,23	0,25	0,22	0,15

Tableau T2 : longueur d'onde théorique et expérimentale des différents modes

## 4. Conclusion

Le travail effectué a pour but la caractérisation expérimentale des modes d'instabilités prenant naissance lors de l'interaction entre une couche limite et une cavité. L'étude de l'évolution de la variation du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds, nous a conduit à un regroupement pour chaque mode, permettant de bien séparer les modes les uns des autres. L'étude de la longueur d'onde pour chaque mode trouvé dans la cavité, nous a permis de déterminer une loi de sélection de la longueur d'onde en fonction de la longueur de la cavité. L'étude du champ 3D pour différentes vitesses et pour différents rapports d'aspect de la cavité fera l'objet des perspectives de ce travail.

## Références

- [1] L. Chatellier , J. Laumonier , Y. Gervais, Active control of the aeroacoustics of cavity flows from the downstream edge, C. R. Mécanique 334 (2006) 259–265
- [2] P. Huerre, M. Rossi, Hydrodynamics instabilities in open flows, Cambridge university Press, chap.2, 81-294, 1998.
- [3] M. Bouterra, A. El Cafsi, A. Belghith, P. Le Quéré, Caractérisation des modes d'instabilités en aval d'une cavité ouverte de forme variable, Mécanique & Industries 10(2009), 429–436.
- [4] A. Maurel, P. Ern, B. J. A. Zielinska and J. E. Wesfreid. Experimental study of self-sustained oscillations in a confined jet. Physical Review E. 54 (4) (1996) 3643-3651.
- [5] M. G. Bouchet. Etude expérimentale et numérique des auto-oscillations d'un jet confiné. Thèse de doctorat, Université Paris VI, (1996).
- [6] M. Kiya, H. Ishikawa, H. Sakamoto. Near-wake instabilities and vortex structures of three-dimensional bluff bodies: a review. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics. 89 (2002)1219-1232.
- [7] F. Lusseyran, P. Gougat, Y. Fraigneau ,A. Elcafsi. Caractéristiques spatiales et temporelles de modes instables en cavité ouverte. 16<sup>ème</sup> Congrès Français de mécanique, Nice, France, 2003.