

# Étude des instabilités de l'écoulement entre disques contra-rotatifs par PIV

*F. Moisy et T. Pasutto*  
*Laboratoire FAST, Bat. 502, F-91405 Orsay Cedex*

## 1 Introduction

L'écoulement entre deux disques en rotation (écoulement de Von Kármán) est présent dans un grand nombre de situations, géophysiques ou industrielles [1]. La stabilité de cet écoulement a fait l'objet d'un grand nombre d'étude, essentiellement dans la configuration rotor-stator, ou en l'absence de confinement latéral. Du fait de l'aspect fortement tridimensionnel de tels écoulements et de l'accès optique souvent délicat, ce n'est que récemment que des mesures par Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) ont pu être mises en œuvre [2].

Dans la configuration rotor-stator, ou lorsque les deux disques tournent dans la même direction, l'écoulement présente des instabilités de couche limite donnant lieu à des motifs axisymétriques ou spiralés [3, 4, 5]. Lorsque les deux disques tournent en direction opposée (contra-rotation), une nouvelle instabilité a récemment été mise en évidence expérimentalement [6, 7] et numériquement [8, 9]. Il s'agit cette fois-ci d'une instabilité de cisaillement conduisant, à rapport d'aspect  $R/h$  faible, à la formation d'un ensemble de tourbillons disposés selon un motif polygonal. Lorsqu'est augmenté le rapport d'aspect, ce motif évolue progressivement vers un réseau de tourbillons spiralés, appelé *spirales négatives* [6] (elles s'enroulent vers le centre dans le sens opposé au disque le plus rapide).

Cette nouvelle instabilité, propre à l'écoulement contra-rotatif, s'explique par la particularité de l'écoulement de base dans cette configuration, schématisée en figure 1. En effet, à rapport de contra-rotation suffisamment élevé, chaque disque tend à développer une couche limite centrifuge. L'écoulement sortant associé au disque rapide donne lieu à une recirculation centripète à la périphérie du disque lent du fait du confinement latéral. De la compétition entre les couches limites centrifuge et centripète sur le disque lent résulte un cercle de stagnation, provoquant le décollement de la couche limite centripète et donnant naissance à une couche de cisaillement libre

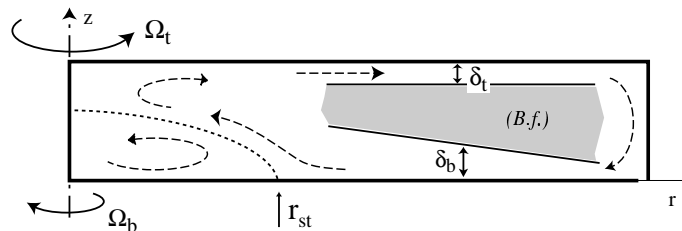


Figure 1: Schéma de l'écoulement entre disques contrarotatifs (à rapport de contra-rotation élevé).  $\delta_t$  et  $\delta_b$  sont les épaisseurs de couches limites du disque supérieur (rapide) et inférieur (lent). Les flèches indiquent l'écoulement méridien, séparé en deux cellules de recirculation.

dans l'épaisseur interdisque. Cette couche de cisaillement peut éventuellement, à suffisamment haut nombre de Reynolds, devenir instable [10, 11].

Nous avons caractérisé, au moyen de mesures par PIV, le champ de vitesse de l'écoulement de base ainsi que de l'écoulement bifurqué au voisinage de l'instabilité [7]. Nous nous sommes restreints à la situation dans laquelle les couches limites restent stables, et nous sommes concentrés sur l'instabilité de cisaillement de l'écoulement contrarotatif. Ces mesures de PIV permettent de préciser le mécanisme de l'instabilité, et de montrer qu'un nombre de Reynolds local, basé sur l'épaisseur de la couche de cisaillement, contrôle cette instabilité.

## 2 Dispositif expérimental

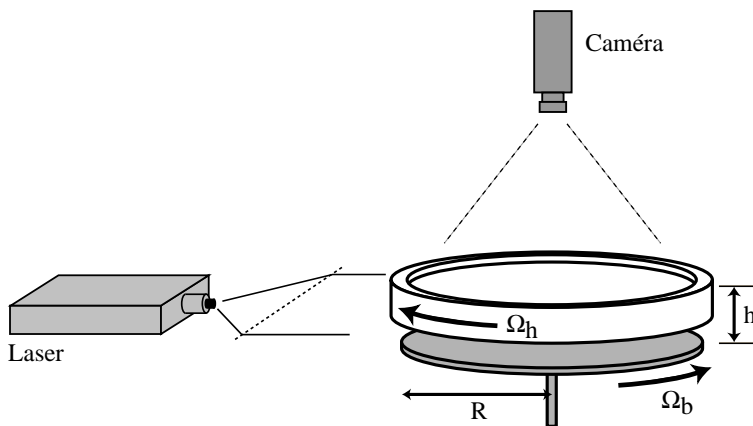


Figure 2: Dispositif expérimental. Le disque inférieur, en rotation dans la cavité cylindrique, a été décalé vers le bas pour raison de lisibilité.

Le dispositif expérimental est représenté en figure 2. L'écoulement est généré par la rotation d'un disque de rayon  $R = 14$  cm dans une cavité cylindrique transparente (Plexiglas) de 14 cm de rayon et de hauteur  $h$  pouvant être ajustée entre 6,7 et 37 mm (rapports d'aspect  $\Gamma = R/h$  entre 3,8 et 20,9). Le fluide utilisé est un mélange d'eau et de glycérol, de viscosité cinématique comprise entre 1 et 4 mm<sup>2</sup>/s. Les vitesses de rotation des disques,  $\Omega_b$  et  $\Omega_t$ , peuvent être fixées indépendamment, entre 0 et 10 rad.s<sup>-1</sup> ; nous nous restreignons ici au cas contra-rotatif, et l'on choisit  $|\Omega_t| \geq |\Omega_b|$ . Les nombres de Reynolds basés sur ces vitesses angulaires et l'épaisseur interdisque,  $Re_{t,b} = h^2 \Omega_{t,b} / \nu$ , varient dans la gamme 10 – 1000.

L'écoulement a pu être dans un premier temps caractérisé au moyen de visualisations par ensemencement de paillettes anisotropes (Kalliroscope). La figure 3 montre deux exemples de telles visualisations, dans le cas d'un rapport d'aspect  $\Gamma = R/h = 7$ . Le motif se présente sous forme d'une chaîne circulaire de tourbillons (ici 4 ou 5), entourés de bras spiraux. Lorsqu'est augmenté le rapport d'aspect (cavité aplatie), les tourbillons disparaissent progressivement au profit des bras spiraux qui occupent toute l'extension de la cellule. Cette technique de visualisation permet une détermination rapide des seuils d'instabilité ainsi qu'une caractérisation qualitative des structures observées, mais ne donne aucun accès au champ de vitesse de l'écoulement.

Les champs de vitesses ont été obtenus par un dispositif de PIV, constitué d'un double Laser Nd:YAG pulsé (25 mJ/pulse) et d'une caméra haute résolution (1280x1024 pixels, 12 bits, 4 paires d'images/s)<sup>1</sup>. Le fluide est ensemencé de billes de verre (borosilicate) de 10 μm de diamètre. Les mesures de PIV effectuées dans cet écoulement sont de deux types :

<sup>1</sup>Package "Flowmaster 3", LaVision GmbH.

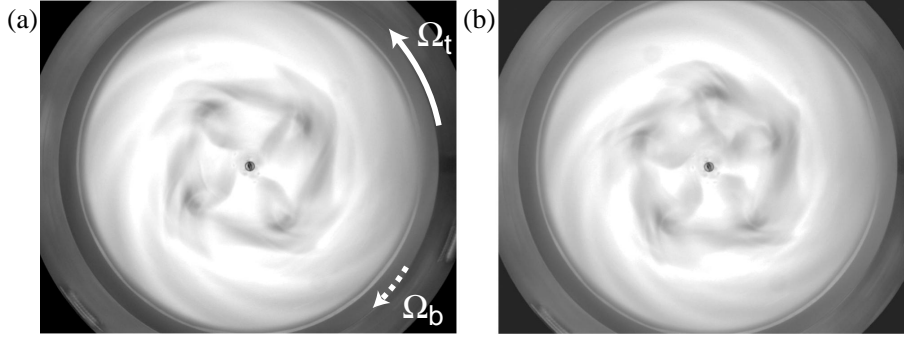


Figure 3: Visualisation des motifs d'instabilité par Kalliroscope. (a)  $m = 4$ , (b)  $m = 5$ . Le sens de rotation des disques est indiqué par les flèches.

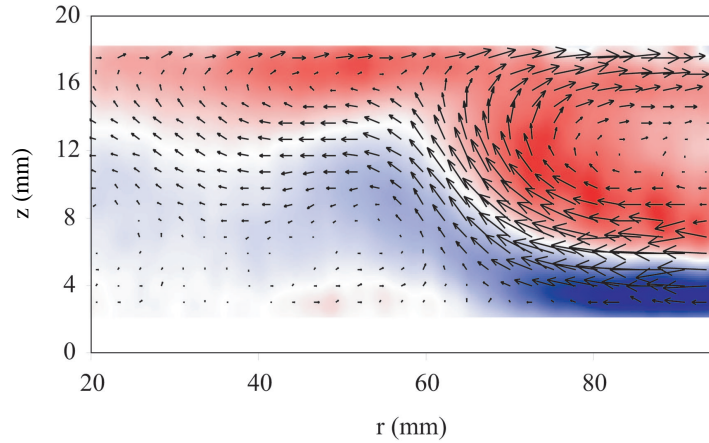


Figure 4: Champ de vitesse  $(v_r, v_z)$  et vorticité azimuthale  $\omega_\theta$  dans le plan méridien (avec  $0,14 \leq r/R \leq 0,68$ ).

1. En visualisation latérale, avec nappe Laser dans le plan vertical, on accède aux composantes méridiennes du champ de vitesse  $(v_r, v_z)$ , permettant de caractériser la structure de l'écoulement de base axisymétrique. La principale difficulté provient ici de l'importance de la composante azimuthale  $v_\theta$  hors plan, imposant le choix d'un faible incrément de temps entre deux images successives, de l'ordre de 4 ms. Un exemple de champs de vitesse est montré en figure 4 ; on note que la région proche des disques (de 2 mm environ ici) n'a pas pu être résolue, du fait de l'importance de  $v_\theta$  ainsi que des gradients verticaux dans la couche limite.
2. En visualisation par le dessus (figure 2), avec nappe Laser dans le plan horizontal, on accède par ailleurs aux composantes  $(v_r, v_\theta)$  à différentes hauteurs  $z$ , permettant de caractériser la brisure d'axisymétrie de l'écoulement. Dans ce second cas, deux difficultés apparaissent : (i) l'importance des gradients verticaux impose un espace interdisque suffisant ( $h > 12$  mm, soit  $\Gamma = R/h < 11,7$ ) et une nappe Laser parfaitement horizontale ; (ii) la grande variabilité des vitesses azimuthales en jeu (du mm/s au centre jusqu'à 10 cm/s en périphérie) rend difficile le choix d'un pas de temps et d'une taille de fenêtre uniques ; en pratique, on choisit un pas de temps de l'ordre de 30 ms pour des mesures proches du centre.

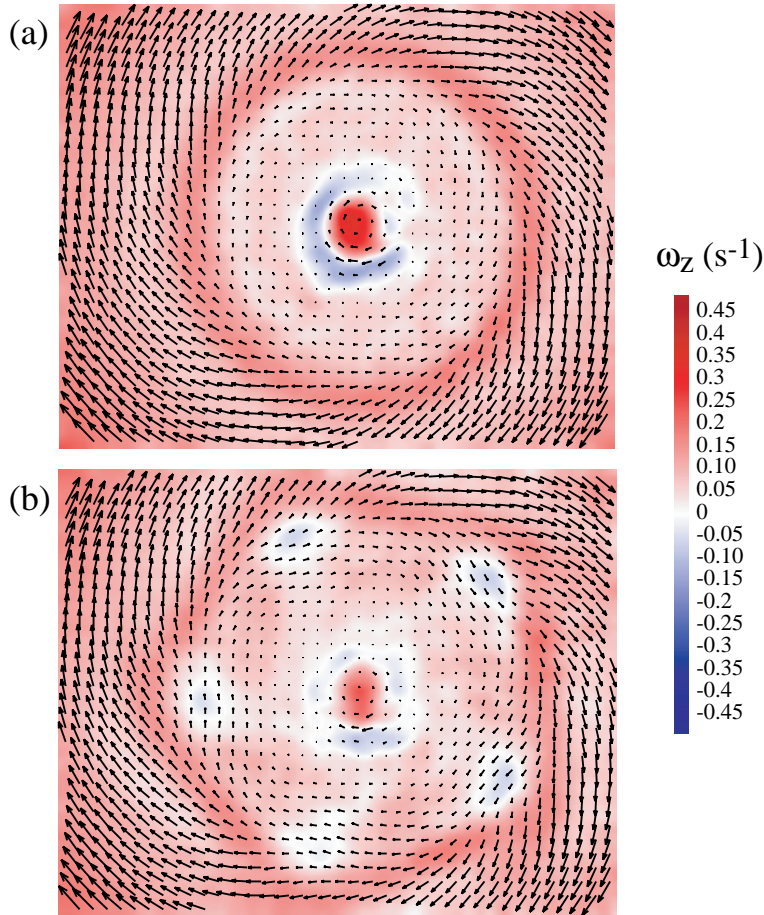


Figure 5: Champ de vitesse et vorticité verticale  $\omega_z$  à mi-hauteur  $z = h/2$ .  $Re_t = 251$ . (a)  $Re_b \simeq 37$ , (b)  $Re_b \simeq 42$ .

### 3 Caractérisation des motifs d'instabilités par PIV

La figure 5 représente deux exemples de champs de vitesse obtenus dans le plan horizontal ( $z = h/2$ ), à rapport d'aspect  $R/h = 7$ . Seuls 1/4 des vecteurs vitesse sont représentés pour des raisons de lisibilité, mais la vorticité  $\omega_z$  a été calculé à partir du champ complet (ici  $160 \times 128$  vecteurs). La partie centrale n'est pas résolue, du fait de défauts optiques au centre de la cellule. Ces champs de vitesse ont une résolution de  $0,5 \times 0,5$  mm, et ont été moyennés sur 4 champs successifs (soit sur 1 s).

Juste sous le seuil d'instabilité (ici  $Re_t = 251$ ,  $Re_b \simeq 37$ , figure 5a), le champ de vitesse est axisymétrique, et présente une importante concentration de vorticité verticale  $\omega_z$  séparant une région centrale en rotation avec le disque le plus lent, d'une région périphérique entraînée par le disque le plus rapide. Les champs de vitesse obtenus à d'autres hauteurs  $z$  autour de  $h/2$  montrent une faible variation du rayon  $R_0$  de cette couronne de vorticité, indiquant que celle-ci est quasiment verticale pour un tel rapport d'aspect.

Lorsqu'est augmenté le nombre de Reynolds légèrement au-dessus du seuil (figure 5b), la région de forte vorticité subit une modulation azimuthale, conduisant à un forme polygonale, aux coins de laquelle apparaissent des tourbillons de vorticité de signe opposé.

Ces champs de vitesse suggèrent que le mécanisme responsable de l'apparition de ces motifs est une instabilité de cette couche de cisaillement. Afin de confirmer cette hypothèse, nous avons cherché à

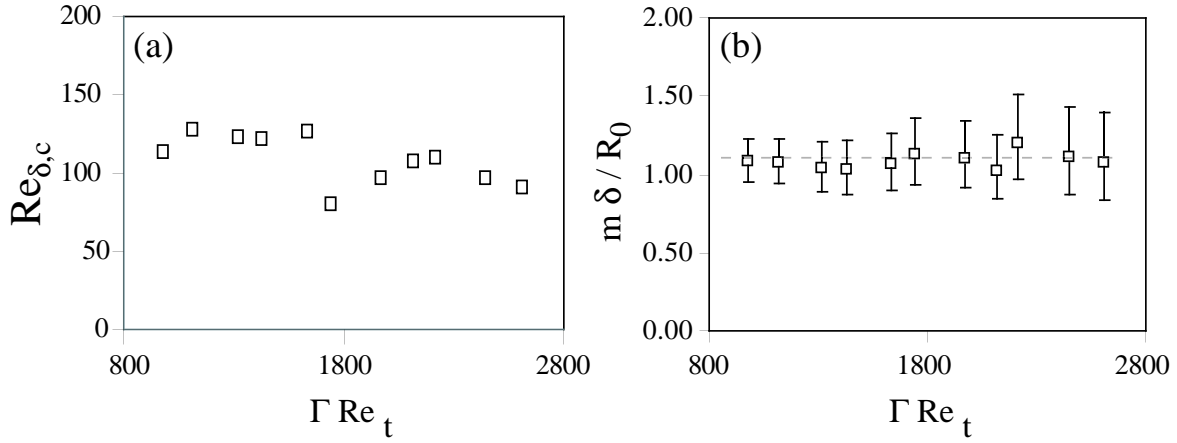


Figure 6: (a) Nombre de Reynolds local critique  $Re_{\delta,c}$  basé sur l'épaisseur de la couche de cisaillement en fonction de  $\Gamma Re_t$  pour  $\Gamma = 7$ . (b) Nombre d'onde normalisé correspondant  $m\delta/R_0$  (le nombre de tourbillons  $m$  correspondant varie ici entre 2 et 7).

déterminer un paramètre de contrôle local, le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de la couche de cisaillement  $\delta$ ,

$$Re_{\delta} = \frac{\Delta U \delta}{\nu},$$

où  $\Delta U$  est le saut de vitesse de part et d'autre de la couche. La valeur de ce nombre de Reynolds local pour différentes valeurs des nombres de Reynolds basés sur les vitesses des disques, juste à la valeur seuil de l'instabilité, est tracée dans la figure 6a. On voit que ce nombre de Reynolds local prend une valeur approximativement constante,  $Re_{\delta,c} \simeq 110 \pm 20$ , confirmant qu'il s'agit bien du paramètre de contrôle pertinent pour cette instabilité. La dispersion sur ces mesures est assez importante, due essentiellement à la précision de la mesure de l'épaisseur  $\delta$  à partir des champs de vitesse.

On doit s'attendre en conséquence à ce que la taille des structures issues de cette instabilité soit de l'ordre de épaisseur  $\delta$  de la couche de cisaillement. On en déduit que le nombre de tourbillons  $m$  doit simplement être fixé par le rayon  $R_0$  de la couronne de vorticité. C'est effectivement le cas, comme le montre la figure 6b, où est tracé le nombre d'onde normalisé en fonction du nombre de Reynolds du disque supérieur  $Re_t$ , montrant que  $m\delta/R_0 \simeq 1, 10 \pm 0, 15$ . Ces résultats sont en bon accord avec ceux obtenus dans une expérience de cisaillement annulaire [11], dans laquelle le rayon  $R_0$  de la couche de cisaillement est imposée par la géométrie du forçage. Ici, le rayon  $R_0$  résulte d'une compétition entre les effets centrifuges de chaque disque, mais l'instabilité résultante, à faible rapport d'aspect, est comparable.

## 4 Conclusion

Ce travail a permis la mise en évidence d'un nouveau motif d'instabilité dans l'écoulement entre disques contra-rotatifs, pour des rapports d'aspect  $\Gamma = R/h$  entre 3,8 et 20,9. Ce motif consiste en une chaîne circulaire de tourbillons quasi-verticaux, dont les extrémités s'enroulent en spirales par advection dans les couches limites ("spirales négatives"). Pour les faibles rapports d'aspect (cavité allongée), des mesures de PIV ont pu être effectuées, permettant une caractérisation fine de l'écoulement de base ainsi que des motifs d'instabilité. La difficulté principale de ces mesures provient de l'aspect fortement tridimensionnel de l'écoulement, imposant des contraintes fortes sur l'incrément de temps entre images ainsi que sur la résolution du champ de vitesse. L'identification

du seuil d'instabilité en terme de nombre de Reynolds local a pu être obtenue grâce à ces mesures, permettant de confirmer l'hypothèse d'un mécanisme d'instabilité de couche de cisaillement.

## References

- [1] Zandbergen, P.J. and Dijkstra, D., Von Kármán swirling flows, *Ann. Rev. Fluid Mech.* *19*, 465–91, 1987.
- [2] Früh, W.G. and Read, P.L., Experiments on a barotropic rotating shear layer. Part 1. Instability and steady vortices, *J. Fluid Mech.* *383*, 143–173, 1999.
- [3] Schouveiler, L., Le Gal, P. and Chauve, M.-P., Stability of a travelling roll system in a rotating disk flow, *Phys. Fluids* *10*, 2695–2697, 1998.
- [4] Gauthier, G., Gondret, P. and Rabaud, M., Axisymmetric propagating vortices in the flow between a stationary and a rotating disk enclosed by a cylinder, *J. Fluid Mech.* *386*, 105–126, 1999.
- [5] Serre, E., Crespo del arco, E. & Bontoux, P., Annular and spiral patterns in flows between rotating and stationary discs, *J. Fluid Mech.* *434*, 65–100, 2001.
- [6] G. Gauthier, P. Gondret, F. Moisy, M. Rabaud *Instabilities in the flow between co and counter-rotating disks*, *J. Fluid Mech* (sous presse, 2002).
- [7] F. Moisy, T. Pasutto, M. Rabaud *Instability patterns between counter-rotating disks*, *Nonlinear Processes in Geophysics*, Ed. G.W. Früh, 2002.
- [8] J. M. Lopez, J. E. Hart, F. Marques, S. Kittelman, J. Shen *Instability and mode interactions in a differentially-driven rotating cylinder*, *J. Fluid Mech.* **462**, 383–409, 2002.
- [9] O. Daube, P. Le Quéré, F. Moisy, M. Rabaud *Numerical and Experimental investigation of the stability of the 3D flow between two counter-rotating disks*, Proceeding 2nd International Conference on Computational Fluid Dynamics, 2002.
- [10] Hide, R. and Titman, C.W., Detached shear layers in a rotating fluid, *J. Fluid. Mech.* *29*, 39–60, 1967.
- [11] Rabaud, M. and Couder, Y., Instability of an annular shear layer, *J. Fluid. Mech.* *136*, 291–319, 1983.