

Seuils d'instabilités des écoulements de type rotor–stator avec flux axial

Sébastien Poncet *, Marie-Pierre Chauve

IRPHE, UMR 6594, technopôle de Château-Gombert, 49, rue Frédéric Joliot-Curie, BP 146, 13384 Marseille cedex 13, France

Reçu le 25 novembre 2005 ; accepté après révision le 19 janvier 2006

Présenté par Paul Clavin

Résumé

Cette Note propose une étude expérimentale sur la stabilité des écoulements dans une cavité de type rotor–stator soumis à un flux axial. Les diagrammes de stabilité ont été établis, par visualisations de l'écoulement, dans le plan (Re, V_z^*) , où Re est un nombre de Reynolds global et V_z^* est la vitesse axiale imposée en entrée de la cavité adimensionnée par celle du rotor. Trois rapports d'aspect G de la cavité ont été considérés, couvrant la gamme des écoulements de type Batchelor à couches limites séparées et celle des écoulements de type Couette de torsion à couches limites jointes. On montre ainsi l'influence de la rotation, de la géométrie et surtout celle d'un flux axial sur les seuils d'apparition et de disparition des instabilités. De nouvelles structures apparaissent également par rapport au cas sans flux. **Pour citer cet article : S. Poncet, M.-P. Chauve, C. R. Mecanique 334 (2006).**

© 2006 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

Abstract

Instability thresholds of rotor–stator flows with axial throughflow. This experimental study deals with the stability of rotor–stator flows subjected to an axial inward or outward throughflow. Stability diagrams have been established by flow visualizations according to the rotational Reynolds number Re and to V_z^* the dimensionless axial velocity in the radial gap between the rotor and the shroud. Three aspect ratios G of the cavity have been considered to take into account both Batchelor type of flows with separated boundary layers and torsional Couette type of flows with joined boundary layers. We show then the influence of rotation, geometry and most of all of the superimposed throughflow on the appearance and disappearance thresholds of instabilities. Some new structures have also been observed to be compared to the case of a closed cavity. **To cite this article: S. Poncet, M.-P. Chauve, C. R. Mecanique 334 (2006).**

© 2006 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

Mots-clés : Mécanique des fluides ; Stabilité ; Cavité rotor–stator ; Visualisation

Keywords : Fluid mechanics ; Stability ; Rotor–stator cavity ; Visualization

* Auteur correspondant.

Adresse e-mail : poncet@irphe.univ-mrs.fr (S. Poncet).

Abridged English version

Rotating disk flows are a subject of both academic and industrial interests. Numerous experimental [1,2] or numerical [3] studies have been devoted to instabilities in enclosed rotor–stator systems. More recently, some authors [4–6] have investigated experimentally the instabilities, which develop in rotor–stator cavities with axial inward throughflow. The aim of this Note is to extend the known results determined in the case of a closed cavity by introducing a flowrate coefficient and to study its effect both on the thresholds of appearance and disappearance of instabilities and on the formation of new patterns.

The cavity (Fig. 1) consists of a smooth rotating disk of radius $R_2 = 140$ mm and a smooth fixed disk enclosed by a shroud of radius $R_3 = 140.85$ mm. The interdisk space h can vary between 1 and 20 mm. The two gaps at the center $R_1 = 10$ mm and the periphery $j = R_3 - R_2 = 0.85$ mm of the cavity enable to superimpose an axial inward ($0 < Q < 360$ l/h) or outward ($-100 < Q < 0$ l/h) throughflow. The admission of the fluid in the chamber is obtained by gravity to avoid any initial disturbance. The rotor rotates at a uniform angular velocity $\Omega \leq 250$ rpm. The cavity is filled with water maintained at the working temperature 20°C and seeded with reflective particles of kalliroscope ($30 \times 6 \times 0.07 \mu\text{m}$) to visualize the hydrodynamic structures. Images (768×576 pixels) are taken at a video frequency of 25 images per second using a CCD video camera situated above the stator. The flow is governed by the aspect ratio $G = h/R_2$ of the cavity, the rotational Reynolds number $Re = \Omega R_2^2/\nu$ and a flowrate coefficient $V_z^* = Q/(2\pi j \Omega R_2^2)$.

The transition diagrams for the flow inside a rotor–stator cavity are represented in Figs. 2(a) to (c) in the (Re, V_z^*) plane for three aspect ratios. For $G = 0.0171$, the structures already observed in a closed cavity such as the RS3 spirals, the solitary waves (ST) and the turbulent spots [1], subsist when an inward throughflow is superimposed but the appearance and disappearance thresholds are shifted. Some new structures appear also as spiral networks. The RSJ2 instability (Figs. 3(c), (d)) develops in the case of an inward throughflow as positive spiral rolls (as they roll up in the sense of rotation of the rotating disk) at the periphery of the cavity along the stator side. Poncet and Chauve [6] showed for $G = 0.0429$ that it is a crossflow instability due to the inflexion points in the velocity profiles. When an outward throughflow is superimposed, two instabilities, denoted RSC (Fig. 3(a)) and RS4 (Fig. 3(a)), develop as spiral rolls and can coexist having their own radial domain: the RSC spirals appear close to the axis of the cavity, whereas the RS4 patterns appear for $r/R_2 \geq 0.65$. For $Re = 1.54 \times 10^5$ and $V_z^* = -0.0175$, there are $n = 10$ RSC structures having a negative angle $\varepsilon = -38^\circ$ with the azimuthal direction and $n = 68$ RS4 structures having a positive angle $\varepsilon = 17^\circ$. For $G = 0.0429$, the basic flow is of Batchelor type with separated boundary layers [7]. For such an aspect ratio, four kinds of spiral rolls are observed. The RS2 spiral patterns are still observed when an inward or outward throughflow is superimposed but the thresholds are shifted compared to the closed case. The bifurcation leading to these patterns occurs for lower (resp. greater) rotational Reynolds numbers Re when the axial velocity V_z^* is increased (resp. decreased). It can be easily understood by considering a local Reynolds number based on the tangential velocity in the core of the flow $K \Omega r$, with K the entrainment coefficient of the fluid and r the local radius. By increasing (resp. decreasing) the axial velocity V_z^* (Q), K increases (resp. decreases) [7]. As the critical Reynolds number Re_K is fixed, it means that the rate of rotation Ω decreases (resp. increases). The RSC (Fig. 3(b)) and RSJ2 (Fig. 3(c)) spiral rolls already observed for $G = 0.0171$ subsist for $G = 0.0429$ but with other existence domains. When an outward throughflow is superimposed, another pattern appears as positive spirals, denoted RSJ3 (Fig. 3(b)), which can coexist with the RSC rolls. They are located at the periphery of the cavity in the rotor boundary layer. For $Re = 5.34 \times 10^4$ and $V_z^* = -0.0781$, $n = 56$ structures appear and their axes have a positive angle $\varepsilon = 36^\circ$ with the azimuthal direction. For $G = 0.0857$, the RC and RS1 networks observed by Schouveiler et al. [1] for $V_z^* = 0$ subsist when an axial throughflow is superimposed (Fig. 2(c)) but the thresholds are once again shifted. The RSC and RSJ2 spirals (Fig. 3(d)) appear also for $G = 0.0857$ showing that these structures are generic of such flows. Fig. 2(d) sums up the influence of the aspect ratio G on the existence domains of the RSJ2 patterns. The size of these domains decreases for increasing values of G . For $Re = 2.05 \times 10^4$ and $V_z^* = 0.41$, the values of their different characteristics increase for decreasing values of G : $\varepsilon = 40^\circ$, $r_c/R_2 = 0.86$, $n = 50$, $N/\Omega = 1.91$ for $G = 0.0857$ and $\varepsilon = 54^\circ$, $r_c/R_2 = 0.91$, $n = 86$, $N/\Omega = 3.82$ for $G = 0.0429$ (r_c is the critical radius of appearance of the structures and N their frequency).

We have studied by flow visualizations the instabilities, which develop in a rotor–stator cavity when an axial throughflow is superimposed. The instabilities, which appear in a closed cavity, are still observed but the instability thresholds are shifted. Some new patterns appear also essentially as spiral networks and the flow makes very complex as several structures can coexist depending on their spatial location.

1. Introduction

Les écoulements de disque tournant sont étudiés depuis plus d'un siècle. Outre les applications industrielles (turbo-machines), ils offrent une configuration simple où la rotation influence la turbulence. De nombreuses études récentes expérimentales [1,2] ou numériques [3] ont été consacrées à la stabilité des écoulements de type rotor–stator. Dans le cas d'une cavité fermée de grand rapport d'aspect $G = h/R_2 \geq 7,14 \times 10^{-2}$ (h l'espace interdisque et R_2 le rayon du disque tournant), Schouveiler et al. [1] observent une première instabilité, qui apparaît en augmentant la vitesse de rotation du disque sous la forme de rouleaux circulaires (RC), qui se développent dans la couche limite du stator et qui se déplacent vers le centre de la cavité. Si on augmente le nombre de Reynolds, une seconde bifurcation conduit au développement d'un réseau de spirales positives, notées RS1, localisées en périphérie de la cavité et qui peuvent coexister avec les rouleaux RC. Il est à noter que les spirales forment un angle ε positif avec la direction tangentielle, lorsqu'elles s'enroulent de la périphérie vers le centre dans le sens de rotation du disque. Pour des valeurs intermédiaires du rapport d'aspect $1,79 \times 10^{-2} \leq G < 7,14 \times 10^{-2}$, Schouveiler et al. [1] observent une troisième instabilité sous la forme de spirales positives, notées RS2. Pour des valeurs plus faibles de G , Cros et Le Gal [2] observent successivement trois bifurcations menant à la formation des spirales notées RS3, des spirales turbulentes (ST) puis des spots turbulents.

Peu de travaux ont été consacrés aux instabilités qui apparaissent lorsqu'un flux est imposé. Récemment, Rémy et al. [4,5] ont étudié l'influence d'un flux centripète sur la stabilité des écoulements de type rotor–stator respectivement par PIV stéréoscopique et par tomographie pour des cavités de grand rapport d'aspect $G \geq 0,088$. En augmentant le débit, les seuils d'apparition et de disparition des structures décroissent rapidement. Ils ont également observé une instabilité de type «crossflow», qui se développe dans la couche limite du cylindre extérieur. Ces résultats ont été confirmés par Poncet et Chauve [6] pour $G = 0,0429$.

Le but de cette Note est d'abord d'étendre les résultats connus dans le cas d'une cavité fermée en introduisant un paramètre de débit et d'étudier son effet sur les seuils d'apparition et de disparition des structures mais aussi de faire une revue des nouvelles instabilités qui apparaissent en présence de flux.

2. Dispositif expérimental

La cavité étudiée (Fig. 1) correspond à deux disques lisses séparés par une distance h variable entre 1 et 20 mm ($\pm 0,02$ mm). Le rotor de rayon $R_2 = 140$ mm est en rotation à une vitesse angulaire Ω uniforme, alors que le stator est de fait fixe. La cavité interdisque est fermée par un bandeau cylindrique fixe de rayon $R_3 = 140,85$ mm. Les deux espaces au centre $R_1 = 10$ mm et en périphérie $j = R_3 - R_2 = 0,85$ mm de la cavité permettent d'imposer un flux Q centripète ($Q > 0$) ou centrifuge ($Q < 0$). Le fluide utilisé est de l'eau maintenue à une température constante de 20 °C (viscosité cinématique $\nu \simeq 10^{-6}$ m²/s).

La vitesse de rotation Ω peut être ajustée entre 0 et 250 tr/min à 0,2% près en faisant varier la tension d'alimentation du moteur électrique. Afin d'éviter toute perturbation initiale, le débit de fluide est obtenu par gravité : une

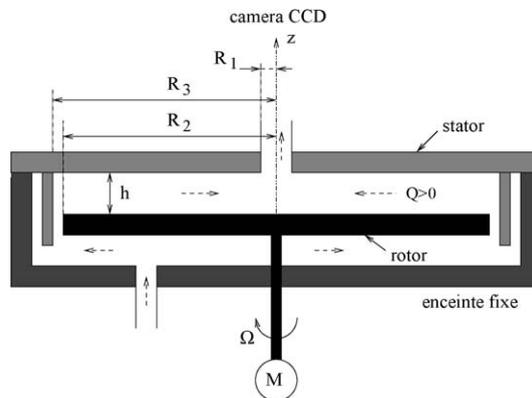


Fig. 1. Schéma de la cavité étudiée et notations.

Fig. 1. Schematic diagram of the experimental rig with relevant notations.

pompe permet au fluide contenu dans le bac situé au pied de la cavité rotor–stator d’être remonté dans un système de trois cuves concentriques situé près de 3 mètres au-dessus. Dans les trois cuves, le niveau reste constant. La cuve intermédiaire se remplit et se déverse dans les cuves centrale et périphérique. La cuve centrale alimente la cavité et la cuve périphérique sert de surverse. Un rotamètre permet de faire varier ce débit Q entre 0 et 360 l/h dans le cas d’un flux centripète et entre 0 et 100 l/h dans le cas d’un flux centrifuge, valeur à partir de laquelle des perturbations apparaissent à l’entrée de la cavité.

L’écoulement est contrôlé par trois paramètres : le rapport d’aspect de la cavité $G = h/R_2$, le nombre de Reynolds $Re = \Omega R_2^2/\nu$ et le paramètre de débit $V_z^* = Q/(2\pi j \Omega R_2^2)$, qui est la vitesse axiale dans l’espace radial j adimensionnée par la vitesse du disque en périphérie ΩR_2 .

Afin de visualiser les structures présentes dans l’écoulement, on ajoute à l’eau des particules de kalliroscope de taille $30 \times 6 \times 0,07 \mu\text{m}$, ayant un fort indice de réflexion de la lumière et une sédimentation lente. L’écoulement est visualisé par une caméra CCD placée au-dessus du stator. Elle permet d’acquérir 25 images par seconde avec une résolution de 768 par 576 pixels, ce qui est suffisant pour observer des structures apparaissant à des taux de rotation faibles $\Omega \leq 30$ tr/min. Au-delà, la caméra est mise en rotation pour étudier les structures dans leur référentiel. Pour obtenir un meilleur contraste, le rotor a été peint en noir. L’écoulement est éclairé uniformément par un néon circulaire positionné sur le stator.

3. Résultats

Les Figs. 2(a) à (c) représentent les diagrammes de stabilité des écoulements de type rotor–stator soumis à un flux centripète ($V_z^* > 0$) ou centrifuge ($V_z^* < 0$) pour trois rapports d’aspect. Pour $G = 0,0171$ (Fig. 2(a)), l’écoulement de base ($V_z^* = 0$) est de type Couette de torsion à couches limites jointes [7]. Les instabilités observées en cavité fermée (spirales RS3, spirales turbulentes et spots turbulents) subsistent lorsque l’on impose un flux centripète mais les seuils d’apparition et de disparition sont décalés. Les seuils en nombre de Reynolds diminuent lorsque l’intensité du flux

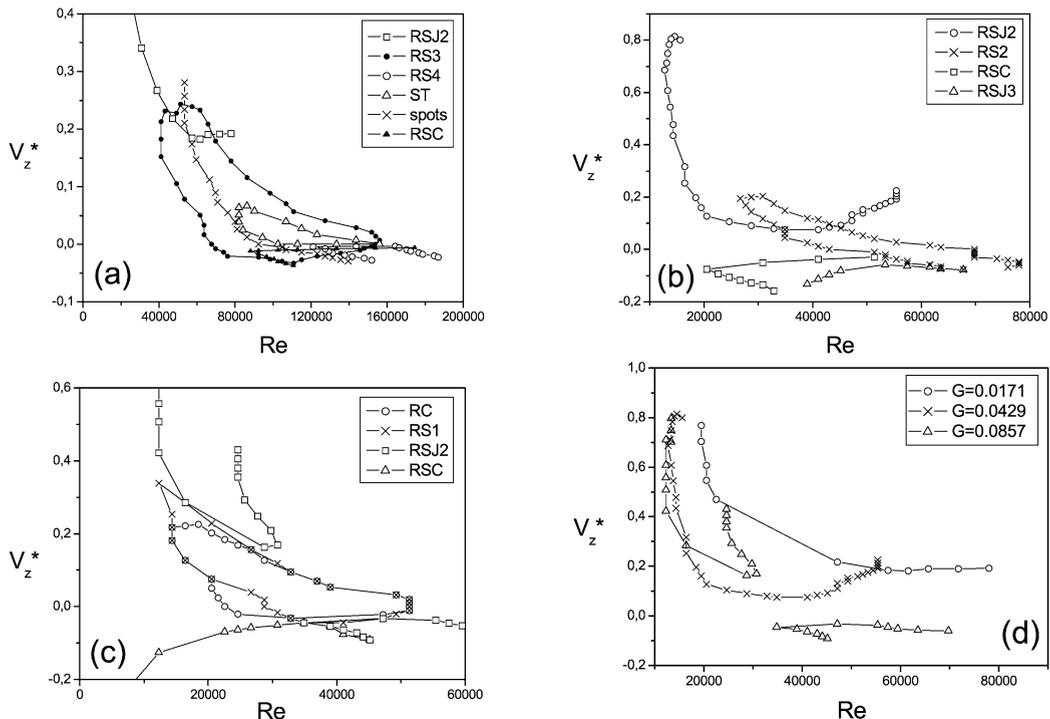


Fig. 2. Diagrammes de stabilité dans le plan (Re, V_z^*) pour : (a) $G = 0,0171$, (b) $G = 0,0429$, (c) $G = 0,0857$, et (d) diagramme de stabilité des spirales RSJ2 pour les trois rapports d’aspect considérés.

Fig. 2. Stability diagrams in the (Re, V_z^*) plane for: (a) $G = 0.0171$, (b) $G = 0.0429$, (c) $G = 0.0857$, and (d) RSJ2 spiral diagram for the three aspect ratios.

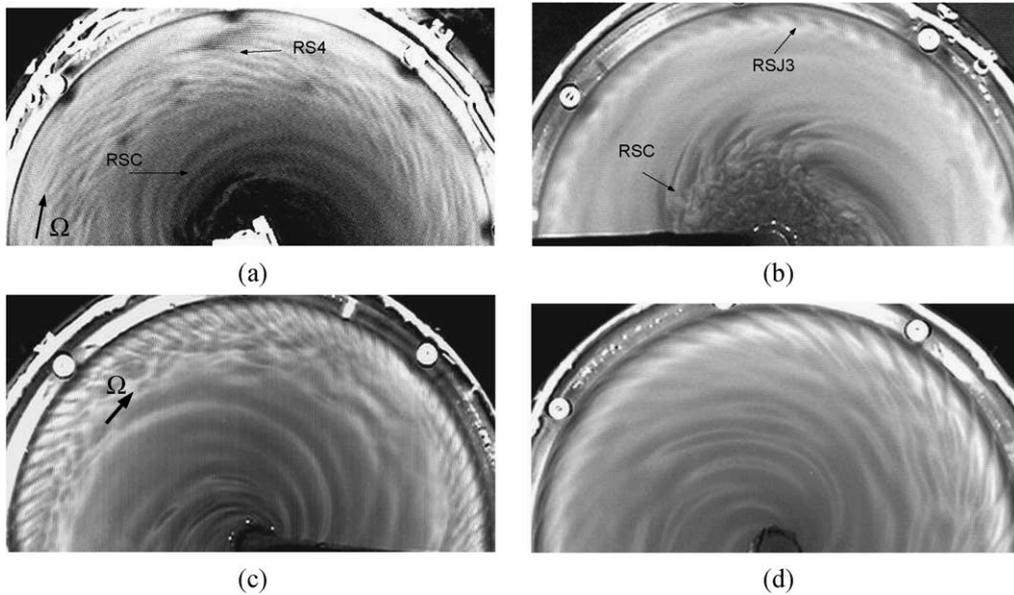


Fig. 3. Visualisations des spirales : (a) RS4 et RSC pour $Re = 1,54 \times 10^5$, $V_z^* = -0,0175$ et $G = 0,0171$; (b) RSJ3 et RSC pour $Re = 5,34 \times 10^4$, $V_z^* = -0,0781$ et $G = 0,0429$; (c) RSJ2 pour $Re = 2,05 \times 10^4$, $V_z^* = 0,5149$ et $G = 0,0429$; (d) RSJ2 pour $Re = 1,64 \times 10^4$, $V_z^* = 0,3176$ et $G = 0,0857$.

Fig. 3. Visualizations of the spirals: (a) RS4 and RSC for $Re = 1.54 \times 10^5$, $V_z^* = -0.0175$, $G = 0.0171$; (b) RSJ3 and RSC for $Re = 5.34 \times 10^4$, $V_z^* = -0.0781$, $G = 0.0429$; (c) RSJ2 for $Re = 2.05 \times 10^4$, $V_z^* = 0.5149$, $G = 0.0429$; (d) RSJ2 for $Re = 1.64 \times 10^4$, $V_z^* = 0.3176$, $G = 0.0857$.

V_z^* augmente. Il est à noter que les spirales turbulentes (ST) n'ont pas été observées en présence de flux centrifuge. De nouvelles instabilités se développent également sous la forme de spirales. Les spirales RSJ2 (Figs. 3(c), (d)) apparaissent en cas de faible rotation (faible valeur de Re) et de fort flux centripète (forte valeur de V_z^*). Elles forment un angle positif par rapport à la direction tangentielle puisqu'elles s'enroulent dans le sens de rotation du disque, et sont localisées en périphérie de la cavité du côté du stator. Cette instabilité est générique des écoulements de type rotor–stator avec flux puisqu'elle apparaît pour les deux autres rapports d'aspect considérés. Elle a été étudiée en détails par Poncet et Chauve [6] pour $G = 0,0429$. Ils ont montré que cette instabilité est de type 'crossflow' et qu'elle est due à l'existence de points d'inflexion dans les profils des vitesses moyennes comme dans le cas des instabilités de couche limite de disque tournant. Elle correspond aussi aux structures notées 2 par Rémy et al. [5]. Lorsque l'on impose un flux centrifuge, deux instabilités sous forme de spirales apparaissent et peuvent coexister : les spirales RSC (Fig. 3(a)) génériques de ce type d'écoulement et les spirales RS4 (Fig. 3(a)). Les spirales RSC se développent près de l'axe de la cavité. Pour $Re = 1,54 \times 10^5$ et $V_z^* = -0,0175$, elles sont au nombre de $n = 10$ et forment un angle $\varepsilon = -38^\circ$ avec la direction tangentielle. Les spirales RS4 se développent en périphérie de la cavité pour $r/R_2 \geq 0,65$. Pour les mêmes valeurs des paramètres, elles forment un angle positif $\varepsilon = 17^\circ$ et sont au nombre de $n = 68$. Il est à noter que l'écoulement se complexifie très rapidement par rapport au cas sans flux : le débit et la position spatiale sont deux paramètres à prendre en compte pour étudier la stabilité de ces écoulements.

Pour une valeur intermédiaire du rapport d'aspect $G = 0,0429$, l'écoulement est de type Batchelor à couches limites séparées [7]. Les spirales RS2 observées par Schouveiler et al. [1] subsistent en présence d'un flux centripète ou centrifuge mais les seuils sont décalés. Cela s'explique en considérant un nombre de Reynolds local $Re_K = K\Omega r^2/\nu$ basé sur la vitesse locale du fluide $K\Omega r$, où K est le coefficient d'entraînement du fluide et r le rayon local. K peut être déterminé, dans le cas des écoulements laminaires de type Batchelor, par la loi analytique $K = 0,41 + 0,88 \times Q/(2\pi)/(\nu\Omega^2 r^8)^{1/3}$ [6] valable pour $0,3 \lesssim r/R_2 \lesssim 0,85$, ce qui exclut les instabilités RSJ2 et RSJ3 qui se forment en périphérie de la cavité ou les spirales RSC trop proches de l'axe. K est fonction de Re , V_z^* et r et augmente pour des valeurs croissantes de V_z^* par conservation du moment cinétique [7]. Les instabilités apparaissant pour un seuil en Re_K fixé, le taux de rotation du disque Ω (ou le nombre de Reynolds Re) diminue. De la même façon, lorsque l'on impose un flux centrifuge, les seuils d'apparition et de disparition des structures sont décalés vers les nombres de Reynolds plus grands puisque K diminue pour des valeurs croissantes du flux centrifuge (valeurs décroissantes

de $V_z^* < 0$) [7]. Pour les spirales RS1, RS2 et ST ou les cercles RC, on trouve que le seuil critique d'apparition des structures est $Re_K \sim 20\,000$. Il est à noter que, contrairement à Schouveiler et al. [1], les spirales RS1 n'ont ici jamais été observées, ce qui peut être attribué à la présence d'un espace radial dans la présente étude. On retrouve également deux instabilités déjà observées pour $G = 0,0171$: les spirales RSC (Fig. 3(b)) et les spirales RSJ2 (Fig. 3(c)) mais avec des domaines d'existence différents. En cas de flux centrifuge, une autre instabilité apparaît toujours sous la forme de spirales positives, notées RSJ3 (Fig. 3(b)), qui coexistent avec les spirales RSC. Elles sont localisées en périphérie de la cavité dans la couche limite du rotor. Pour $Re = 5,34 \times 10^4$ et $V_z^* = -0,0781$, le réseau est constitué de 56 spirales formant un angle $\varepsilon = 36^\circ$ avec la direction tangentielle.

Pour une cavité de grand rapport d'aspect $G = 0,0857$, l'écoulement est de nouveau de type Batchelor [7]. Les réseaux RC et RS1 observés par Schouveiler et al. [1] pour $V_z^* = 0$ subsistent en présence d'un flux centripète ou d'un faible flux centrifuge (Fig. 2(c)) mais les seuils sont toujours décalés. Leurs domaines d'existence sont quasi confondus. On retrouve également les spirales RSC et RSJ2 (Fig. 3(d)) observées pour les deux autres valeurs du rapport d'aspect considérées.

La Fig. 2(d) synthétise l'influence du rapport d'aspect G sur les domaines d'existence des spirales RSJ2 dans le plan (Re, V_z^*) . La taille des domaines diminue pour des valeurs croissantes de G . Ces structures apparaissent essentiellement en cas de flux centripète mais aussi en cas de flux centrifuge pour la plus grande valeur de G . Pour $Re = 2,05 \times 10^4$ et $V_z^* = 0,41$ donnés, les valeurs des différentes caractéristiques augmentent pour des valeurs décroissantes de G : $\varepsilon = 40^\circ$, $r_c/R_2 = 0,86$, $n = 50$, $N/\Omega = 1,91$ pour $G = 0,0857$ et $\varepsilon = 54^\circ$, $r_c/R_2 = 0,91$, $n = 86$, $N/\Omega = 3,82$ pour $G = 0,0429$ (r_c est le rayon critique d'apparition des structures et N leur fréquence). Ce comportement s'explique par le fait que pour un même flux, si G augmente, l'intensité de l'écoulement radial est plus faible et les spirales sont donc moins inclinées. Poncet [7] a montré que cette instabilité se développe dès lors qu'un flux axial montant se crée le long du cylindre extérieur, ce qui est le cas même en présence d'un flux centrifuge pour $G = 0,0857$.

4. Conclusion

Par des visualisations, nous avons établi les diagrammes de stabilité des écoulements de type rotor–stator à couches limites jointes ou séparées, lorsqu'un flux axial centripète ou centrifuge est imposé. L'effet majeur d'un tel flux est le décalage des seuils d'apparition et de disparition des structures vers les nombres de Reynolds plus faibles en cas de flux centripète ou plus forts en cas de flux centrifuge. Le paramètre à considérer est un nombre de Reynolds local, qui prend en compte à la fois les effets de la rotation, du flux et de la dimension spatiale. Le second effet est d'introduire un écoulement radial en compétition avec l'écoulement tangentiel, qui donne naissance à de nouvelles instabilités qui se développent sous la forme de spirales (RSC, RSJ2, RSJ3, RS4). Nous avons en particulier établi les domaines d'existence des spirales RSJ2 pour les trois rapports d'aspect considérés, étendant ainsi les résultats de Poncet et Chauve [6].

Références

- [1] L. Schouveiler, P. Le Gal, M.-P. Chauve, Instabilities of the flow between a rotating and a stationary disk, *J. Fluid Mech.* 443 (2001) 329–350.
- [2] A. Cros, P. Le Gal, Spatiotemporal intermittency in the torsional Couette flow between a rotating and a stationary disk, *Phys. Fluids* 14 (2002) 3755–3765.
- [3] E. Serre, E. Crespo del Arco, P. Bontoux, Annular and spiral patterns in a flow between a rotating and a stationary disk, *J. Fluid Mech.* 434 (2001) 65–100.
- [4] D. Rémy, N. Pérenne, J.-M. Foucaut, D. Buisine, Étude par la PIV des structures à la périphérie d'une cavité rotor–stator aspirée, *C. R. Mécanique* 332 (2004) 195–201.
- [5] D. Rémy, G. Gauthier, D. Buisine, Instabilities between rotating and stationary parallel disks with suction, *Phys. Fluids* 17 (1) (2005).
- [6] S. Poncet, M.-P. Chauve, Crossflow instability in a rotor–stator cavity with axial inward throughflow, *J. Fluid Mech.* 545 (2005) 281–289.
- [7] S. Poncet, Écoulements de type rotor–stator soumis à un flux axial : de Batchelor à Stewartson, Thèse de doctorat de l'Université d'Aix-Marseille I, 2005.