



## Visualisation de l'écoulement de Taylor–Dean ouvert

Aomar Ait Aider<sup>a,\*</sup>, Salaheddine Skali-Lami<sup>b</sup>, Jean Pierre Brancher<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Département de mécanique, université de Tizi Ouzou, Algérie

<sup>b</sup> LEMTA, INPL, 2, avenue de Forêt de Haye, 54504 Vandoeuvre cedex, France

Reçu le 19 mai 2004 ; accepté après révision le 9 novembre 2004

Disponible sur Internet le 7 janvier 2005

Présenté par Évariste Sanchez-Palencia

---

### Résumé

L'écoulement dont nous présentons l'étude est produit dans un système de deux cylindres coaxiaux, ouvert transversalement. Il résulte de la combinaison de l'écoulement induit par la rotation du cylindre intérieur et de celui provenant de l'extérieur sous l'effet d'une pompe. Les instabilités qui s'y produisent lors de la transition laminaire-turbulent et les régimes d'écoulement auxquels elles donnent lieu sont relevés pour une large gamme de  $\tau$ , le rapport des débits dus au gradient de pression azimutal et au gradient de vitesse radial. *Pour citer cet article* : A. Ait Aider et al., *C. R. Mécanique 333 (2005)*.

© 2004 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

### Abstract

**Flow visualisation in a Taylor–Dean open system.** Results of flow visualisation in a Taylor–Dean open device are given. Observations made at the inlet, the core and the outlet of the flow show that different flow patterns can develop simultaneously. The formation and the growth of the structures observed versus control parameters are described. *To cite this article*: A. Ait Aider et al., *C. R. Mécanique 333 (2005)*.

© 2004 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

*Mots-clés* : Mécanique des fluides ; Écoulement ouvert ; Structures ; Visualisation ; Instabilités ; Taylor–Dean

*Keywords*: Fluid mechanics; Open flow; Flow patterns; Visualisation; Chaos; Taylor–Dean

---

### Abridged English version

The purpose of this study is to investigate experimentally the flow produced in the Taylor–Dean open system shown in Fig. 1, where the fluid pumped around the annular space is combined with the flow induced by the

---

\* Auteur correspondant.

Adresse e-mail : [aitaider@yahoo.com](mailto:aitaider@yahoo.com) (A. Ait Aider).

rotation of the inner cylinder. Since the experimental analysis of Brewster, Grosberg and Nissan in 1959, the few contributions concerned by this flow have been theoretical. Most of them were interested only in the critical conditions for the formation of vortices.

The system considered consists of a curved rectangular Plexiglass channel connected to a pumping circuit by a straight rectangular channel. The curved section is realised by two cylinders with an inner rotating cylinder of  $R_1 = 38.5$  mm, a gap  $d = R_2 - R_1$  of 6 mm and an aspect ratio  $\Gamma = L/d = 16.6$ . The straight section dimensions are 100 mm  $\times$  180 mm  $\times$  6 mm. The visualisation of the flow regimes is obtained by addition of Iriodin to Emkarox in water. We use a Kodak DC260 camera to get spatial data.

The evolution of the flow is described in a two parameter space  $(Ta, \tau)$ , where  $Ta$  is the Taylor number and  $\tau$  the ratio of pumping and rotation flow rates. To get a complete picture of the flow, the observations are made at the entry, the core and the exit of the flow for the same values of the control parameters. The entry and the exit of the flow are defined following the direction of the rotating cylinder. Fig. 3 shows the rise and growth of the entry and exit instabilities for  $\tau = 0$ , the so-called Taylor–Dean flow for which the flow is completely reversed: (a) axial vortices at the entry and the exit; (b) bulb at  $(z = 10, \theta = 0^\circ)$ , bulbs and thin azimuthal vortices at the exit; (c) bulb at  $(z = 0, \theta = 0^\circ)$ , ‘necking’ cell near  $\theta = 330^\circ$ ; (d) tangle of the inclined cells propagating axially from  $z = 10$  to  $z = 0$  and inversely; (e) corner vortex and diagonally propagating rolls. The flow patterns observed at the entry zone and the exit zone of the ‘closed’ Taylor–Dean flow ( $\tau = 0$ ) are illustrated by the photos of Fig. 4. In the flow core, we notice these different steps leading the flow regime to turbulence: Taylor cells, Dean rolls, cellular mutation, twisting cells, traveling waves, modulated waves and vortex path. In the open Taylor–Dean flow, the laminar-turbulent transition is investigated for a wide range of  $\tau$ , the ratio of pumping and rotation flow rates. In the range  $-\frac{2}{3} < \tau < \frac{2}{3}$ , we observe, qualitatively, the same features than in the closed case. As  $|\tau| > \frac{2}{3}$ , the Dean flow dominates.

## 1. Introduction

L’écoulement se produisant dans un espace annulaire partiellement rempli de fluide, avec ou sans apport de fluide externe, est communément appelé écoulement de Taylor–Dean. La stabilité d’un tel écoulement a d’abord été étudiée par Brewster et al. [1]. Ils cherchèrent à établir un critère unique pour les écoulements de Taylor–Couette, Dean, Taylor–Dean et tout autre profil de vitesse produit dans un système de cylindres coaxiaux. En considérant, théoriquement, l’effet d’un gradient de pression azimuthal sur l’écoulement de Couette, Di Prima [2] trouva un comportement inhabituel de la courbe de stabilité neutre. Chandrasekar [3], lui aussi, en étudiant la stabilité de l’écoulement de Couette–Poiseuille courbe, trouva une évolution assez bizarre du nombre de Taylor critique en fonction de  $\tau$ . Son analyse, basée sur le critère de stabilité de Rayleigh, en donna une explication fort plausible. D’autres analyses théoriques s’intéresseront au problème en se focalisant sur le comportement de la courbe de stabilité neutre au voisinage de la valeur critique  $\tau^* = -0,222$ . Hughes et al. [4] trouveront, qu’en ce point particulier, la courbe de stabilité neutre présente deux branches, dues à la discontinuité du nombre d’onde critique. Ils démontrèrent que les deux modes stationnaires les plus bas n’existent pas. Raney [5] trouveront, à leur tour, que ces modes sont remplacés par des modes non symétriques, oscillant axialement. Mais, à ce jour, il y eut peu d’études expérimentales pour conforter tous ces résultats théoriques. L’expérience de Brewster restant, jusqu’à celle que nous proposons, la seule référence. Ceci étant probablement dû à la difficulté de réaliser un système qui approcherait au mieux le cas idéal de superposition des profils de Couette et Poiseuille et où l’on puisse contrôler rigoureusement le débit externe et la rotation du cylindre. Ce qui a amené Mutabazi et al. [6] à réaliser des expériences dans un système de Taylor–Couette horizontal, dont les cylindres peuvent tourner indépendamment l’un de l’autre et où l’espace annulaire n’est que partiellement rempli de fluide, espérant ainsi recréer les conditions d’établissement des résultats théoriques. Chen et al. [7] utilisèrent la théorie linéaire pour analyser la stabilité de l’écoulement dans les mêmes conditions que [6] avec toutefois un espace annulaire qui est complètement rempli. Tout récemment, Eagles [8] modifia le système de Taylor–Dean classique pour considérer un cylindre extérieur

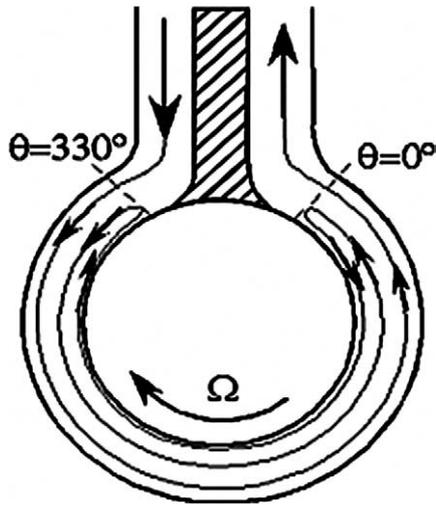


Fig. 1. Système d'écoulement.

Fig. 1. Sketch of the flow system.

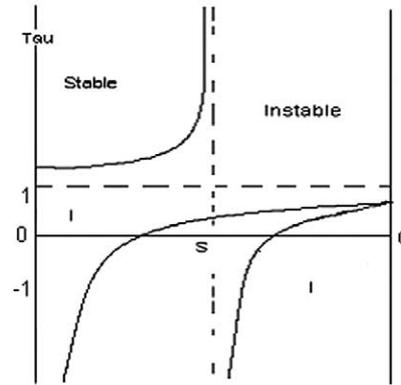


Fig. 2. Régions stables (S) et instables (I).

Fig. 2. Stable (S) and unstable (I) zones in the gap.

non circulaire, en général. Dans un tout autre système qui consiste en un canal courbe pouvant tourner de manière solidaire autour de son axe, conjuguant ainsi les effets de courbure à ceux de Coriolis, Matsson et al. [9] relevèrent un comportement semblable à celui reporté par [3–5].

Dans cette Note nous rapportons les résultats expérimentaux de l'étude ayant porté sur la transition vers la turbulence de l'écoulement de Couette–Poiseuille courbe auquel nous superposons un débit de fluide provenant de l'extérieur. L'écoulement est schématisé sur la Fig. 1. Nous l'appelons écoulement de Taylor–Dean ouvert. Loin des effets des bords de l'espace annulaire et des effets d'entrée et de sortie azimutales, si on admet que l'écoulement correspond, approximativement, au cas théorique, on déduit, d'après le critère de Rayleigh, que l'espace annulaire se subdivise en couches stables ou potentiellement instables selon le rapport des débits comme le montre la Fig. 2 où on voit, en particulier, que les zones potentiellement instables se situent au voisinage du cylindre extérieur quand  $\tau \rightarrow \infty$  (écoulement de Dean), sont d'égale extension pour  $\tau = 0$  (écoulement de Taylor–Dean fermé) alors qu'au voisinage de  $\tau = 1$  (écoulement de Couette), tout l'espace annulaire est potentiellement instable. Expérimentalement, nous avons vérifié que, pour le rapport d'aspect modéré utilisé dans cette étude,  $\Gamma = 16,6$ , la séquence transitoire principale observée pour les écoulements de Dean et de Taylor–Couette fermé, loin des bords, est la même que pour les cas correspondant en situation de cylindres infinis. Nous en déduisons que, dans la partie centrale de l'espace annulaire, l'écoulement de Taylor–Dean se comporterait, globalement, comme pour le cas idéal.

Notre étude est menée par visualisation. Nous décrivons la méthode et les conditions expérimentales à la Section 2, puis nous présentons les principaux résultats et nous les discutons à la Section 3. L'écoulement est paramétré par  $Ta = (\Omega_1 R_1 d / \nu) \sqrt{d / R_1}$ , le nombre de Taylor et  $\tau = Q_p / (V_R L d) = 2V_q / V_c$ , le rapport des débits dus à la pompe et au cylindre intérieur tournant,  $Q_p$  étant le débit à la pompe et  $V_q$  la vitesse débitante; la vitesse  $V_R$ , caractérisant le débit dû à la rotation, est liée à  $V_c$ , la vitesse linéaire du cylindre intérieur, par  $2V_R = V_c = \Omega_1 R_1$ . L'écoulement de base est celui de Couette. Nous lui superposons un écoulement de Poiseuille puis nous faisons varier les paramètres jusqu'à atteindre le régime de turbulence faible.

## 2. Montage et conditions expérimentales

Les expériences sont menées dans un canal comportant une partie rectangulaire et une partie courbe. Cette dernière, composée de deux cylindres coaxiaux espacés de 6 mm et longs de 100 mm, constitue la cellule de me-

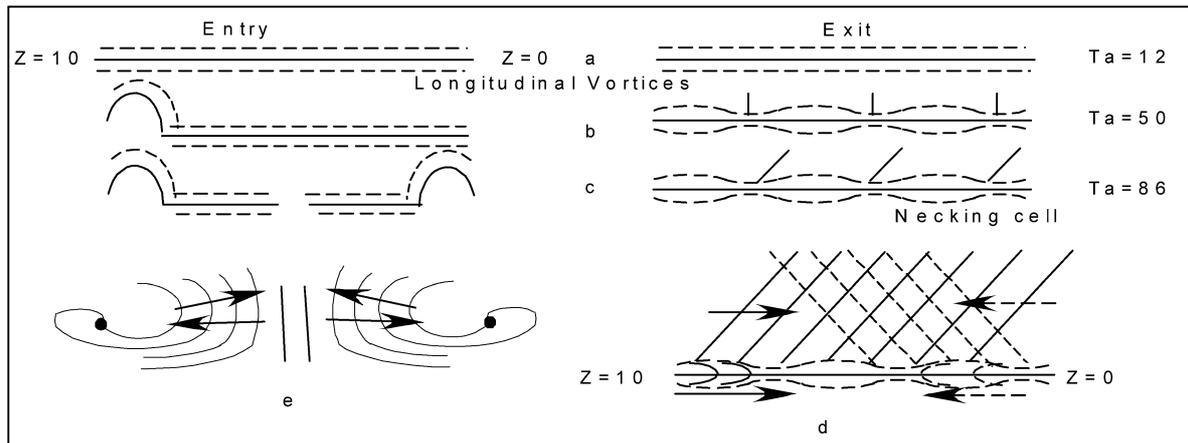


Fig. 3. Rise and growth of the entry and exit instabilities for  $\tau = 0$ .

Fig. 3. Naissance et développement des instabilités à l'entrée et à la sortie pour  $\tau = 0$ .

sure. Elle est délimitée entre  $0 < z < 10$  cm selon le plan axial et  $0^\circ < \theta < (2\pi - 30^\circ)$  selon le plan azimutal,  $\theta = 30^\circ$  étant l'angle de positionnement du diaphragme qui empêche l'écoulement de faire une rotation complète. La rotation du cylindre intérieur, couvrant la plage de vitesses  $-17 < \Omega < 17$  rad/s, est assurée par un moteur. Le débit de l'écoulement de Dean, variant entre 0 et  $1 \text{ m}^3/\text{h}$ , est assuré par une pompe et contrôlé par un débitmètre électromagnétique. Le fluide utilisé est un mélange d'eau et d'Emkarox qu'on ensemence de particules d'Iriodin. Les expériences sont réalisées avec différentes viscosités pour produire la première instabilité et atteindre la turbulence développée à des vitesses pour lesquelles l'observation est relativement aisée ; les viscosités sont de l'ordre  $10^{-6} < \nu < 5 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ .

### 3. Résultats expérimentaux

#### 3.1. Les instabilités

L'entrée et la sortie de l'écoulement sont définies selon la direction de rotation du cylindre. L'évolution de l'écoulement est décrite dans un espace à deux paramètres  $(Ta, \tau)$ . Fig. 3 montre l'apparition et le développement des instabilités pour  $\tau = 0$ , le cas particulier pour lequel l'écoulement de Taylor–Dean s'inverse complètement. La première déstabilisation de l'écoulement est azimutale. Elle se manifeste vers  $Ta = 12$ , sous forme de deux tourbillons axiaux situés, l'un à  $\theta = 0^\circ$ , l'autre à  $\theta = 330^\circ$  (a). A  $Ta = 50$ , le tourbillon de l'entrée éclate, un bulbe s'en détache à  $(z = 10, \theta = 0^\circ)$  alors que de fines cellules azimutales commencent à être visibles à la sortie (b). A  $Ta = 86$ , un autre bulbe se forme à  $(z = 0, \theta = 0^\circ)$ , alors qu'à la sortie, de fines cellules « pendent » de la cellule « ourlet » (c). Au niveau de la sortie, aux alentours de  $Ta = 130$ , les rouleaux, inclinés d'environ  $20^\circ$ , se mettent à se propager axialement, de  $z = 10$  à  $z = 0$  et inversement (d). A partir de  $Ta = 190$ , les tourbillons en coin, apparus à l'entrée, rentrent en activité et émettent des rouleaux qui se propagent en diagonale (e). Ce phénomène est à rapprocher de celui décrit par Walden et al. [10] dans un système de convection d'un mélange de deux fluides et qui consiste en un mouvement de rouleaux générés dans un coin de la cellule de mesure et qui se déplacent continûment vers le coin opposé.

Les instabilités qui viennent d'être décrites donnent lieu aux types de structures illustrées par la planche photographique de la Fig. 4.

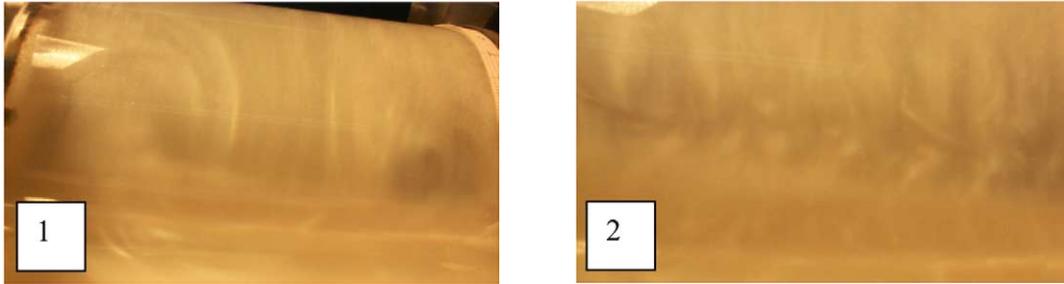


Fig. 4. (1) Tourbillons en coin à l'entrée, (2) Cellule « ourlet » et rouleaux inclinés à la sortie.

Fig. 4. (1) Corner vortex at the entry, (2) 'Necking cell' and inclined rolls at the exit.

### 3.1.1. Commentaire

Nos observations ont montré que l'écoulement qui est symétrique jusqu'à l'apparition des tourbillons de recirculation pour  $Ta = 12$ , va évoluer différemment à l'entrée, dans la partie centrale et à la sortie de l'écoulement quand se formera, de manière particulièrement évidente à  $Ta = 34$ , une cellule « ourlet » de taille environ  $2d$  à la sortie, suivie à  $Ta = 50$  d'un bulbe à un coin de l'entrée. Pour tenter de comprendre l'asymétrie azimutale de l'écoulement, Normand et al. [11], s'intéressèrent, théoriquement, aux mouvements se produisant au voisinage des surfaces libres ; en reprenant le même système que [6], ils trouvèrent que des tourbillons de recirculation apparaissent à l'entrée comme à la sortie pour de faibles nombres de Taylor,  $Ta = 4,74$ , mais disparaissent à l'entrée, quand le nombre de Taylor dépasse une valeur de l'ordre de 15 fois celle pour laquelle les tourbillons seraient apparus, pour faire place à un écoulement de type couche limite. Dans notre cas, le tourbillon de recirculation de l'entrée ne disparaît pas mais éclate en deux tourbillons en coin. A la sortie, la cellule « ourlet » persiste ; son existence avait été déjà relevée, numériquement et visuellement, par Chen et al. [12]. L'instabilité qui se développe à la sortie et le cheminement vers la turbulence qu'elle génère ont reçu une grande attention de la part de Bot et al. [13] et Bot et Mutabazi [14]. Cependant, l'origine de la déstabilisation des cellules longitudinales de recirculation observées à l'endroit où l'écoulement s'inverse reste à trouver. Elle permettra une meilleure compréhension des phénomènes observés et schématisés par la Fig. 3 et leur influence sur les régimes d'écoulement se manifestant sur la partie centrale. C'est pourquoi, comme le font remarquer [15], d'autres travaux, tenant compte des zones de recirculation, doivent être engagés.

### 3.2. Les régimes d'écoulement

En faisant varier  $\tau$  de  $-\infty$  à  $+\infty$ , nous recensons les étapes par lesquelles passe l'écoulement en cheminant vers la turbulence. Il s'agit, pour un débit extérieur imposé, de faire varier le nombre de Taylor en augmentant la vitesse de rotation du cylindre intérieur. Fig. 5 montre les principaux régimes relevés avant que ne soit atteint l'état chaotique. Lorsque l'écoulement retour cesse pour  $|\tau| > \frac{2}{3}$ , l'écoulement de Dean prédomine. Dans le domaine  $-\frac{2}{3} < \tau < \frac{2}{3}$ , nous observons, qualitativement, les mêmes phénomènes que pour le cas Taylor–Dean « fermé », c'est à dire sans flux externe de matière. En augmentant  $Ta$  pour un débit extérieur fixé, l'écoulement laminaire de base subit les modifications suivantes : lignes de concentration de vorticité axiale à l'entrée et à la sortie ; cellules, axisymétriques en légère translation axiale pour  $\tau < 0$ , enroulées en spirale pour  $\tau > 0$  ; lignes de concentration de vorticité azimutales ; formation de cellules stationnaires de part et d'autre de ces lignes ; mouvement de fusion-scission des cellules ; régime mixte de cellules et d'ondes azimutales soumises ensuite à une modulation due à deux trains d'ondes opposés ; rouleaux en translation axiale ; spots turbulents ; nappes tourbillonnaires ; rouleaux en coin se propageant en diagonale et enfin la turbulence complètement développée où toutes les structures éclatent en petits tourbillons, contrairement au cas classique de Couette où les cellules de Taylor persistent même aux plus

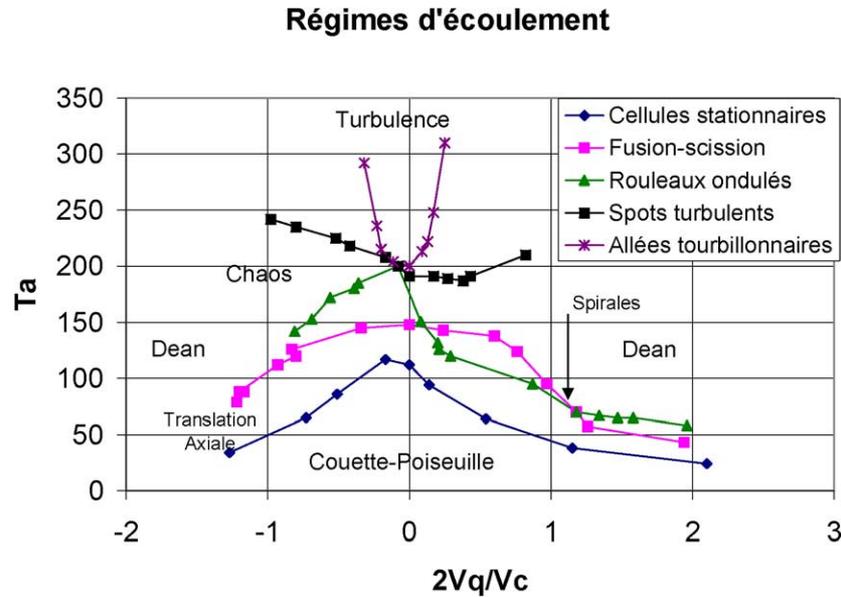


Fig. 5. Cheminement de l'écoulement de Taylor–Dean ouvert vers la turbulence.

Fig. 5. Open Taylor–Dean flow regimes.

grands nombres de Taylor. Il est à noter que l'émission des structures se propage de la sortie vers l'entrée de l'espace annulaire. Les structures autour des tourbillons en coin de l'entrée seront les dernières à être atteintes.

### 3.3. Discussion

L'écoulement de base, qui est la superposition des écoulements de Couette circulaire et de Poiseuille courbe, se déstabilise une première fois au profit d'un régime cellulaire. La courbe de stabilité ( $Ta_c, \tau$ ) a la même allure que celle prévue par la théorie. Elle présente un maximum à  $\tau_c = -0,17$ . Cette valeur est particulièrement proche de celle,  $\tau = -0,166$ , obtenue par Chandrasekar. Ce dernier expliqua le comportement inhabituel de la courbe en se basant sur le critère de Rayleigh et conclut que le maximum de stabilité devrait être obtenu pour  $\tau = 0$ , valeur pour laquelle les zones potentiellement instables ont la même extension. Explication physique que soutiendra Falin Chen [7] qui situera le maximum de stabilité à  $\tau^* = -0,222$ , comme la plupart des auteurs. Signalons aussi que Brewster et al. ont trouvé que la valeur critique de leur paramètre  $P$  est la même pour la couche interne et la couche externe ( $P_{int} = P_{ext}$ ) quand  $\tau = -0,186$ . Tout comme [7], nous trouvons que lorsque  $\tau \rightarrow \infty$ , l'instabilité survient dans la région voisine du cylindre intérieur alors que quand  $\tau \rightarrow \tau_c$ , l'instabilité survient principalement dans la région voisine du cylindre extérieur. Le nombre d'onde qui est de l'ordre de  $a_c = 9,5$  dans le premier cas passe à  $a_c = 4,15$  dans le deuxième cas. En fait, pour  $-1 < \tau < 1$ , nos expériences ont montré l'apparition de larges cellules stationnaires sur la couche externe alors que des cellules plus fines sont présentes dans la couche interne. Les deux groupes rentrent alors en compétition. L'écoulement ne choisit pas son mode. Il passe d'un état spatial à un autre par le phénomène de fusion-scission. Ce dernier est probablement associé à l'instabilité d'Eckhaus qui fait changer à la structure cellulaire son nombre d'onde quand celui-ci se situe en dehors de la région stable pour l'y ramener. Guo et al. [16] ont étudié l'instabilité d'Eckhaus pour un canal courbe et ont trouvé que la région stable est une petite zone fermée différente de la bande ouverte observée pour le Taylor–Couette fermé. Le mécanisme de fusion-scission est aussi décrit par Manneville [17] comme une conséquence de l'instabilité d'Eckhaus.

Au cours du mouvement de fusion scission, des ondes naissent sur les rouleaux de plus faible taille et se propagent dans le sens de Dean.

Aux environs de  $Ta = 200$ , des spots turbulents commencent à envahir l'écoulement ; et dans le sillage des ondes se propageant en sens inverse, se créent des allées tourbillonnaires qui s'enchevêtrent. Au delà de  $Ta = 200$ , l'écoulement prend une apparence chaotique.

Le point ( $\tau = -0,17$ ,  $Ta = 200$ ) semble être un point nodal qui fait jonction entre la courbe des ondes et celles des allées tourbillonnaires.

#### 4. Conclusion

Ce travail expérimental a révélé une extraordinaire richesse en phénomènes physiques de l'écoulement étudié. Outre les configurations d'écoulement relevées à la sortie pour le cas particulier  $\tau = 0$ , et qui ont déjà pris place dans la littérature sur les structures cellulaires, nous avons mis en évidence d'autres motifs, tels que la propagation en diagonale des rouleaux émis à partir des vortex en coin de l'entrée, les rouleaux ondulés dans la partie centrale, les spots turbulents et les allées tourbillonnaires. Cependant, l'appréhension des mécanismes de déclenchement des instabilités donnant naissance aux nouveaux régimes signalés dans ce travail, reste un problème théorique ouvert. Une meilleure compréhension de ces mécanismes contribuerait à jeter un peu plus de lumière sur la genèse de la turbulence.

#### Références

- [1] D.B. Brewster, P. Grosberg, A.H. Nissan, The stability of viscous flow between horizontal concentric cylinders, *Proc. Roy. Soc. London Ser. A* 251 (1959) 76–91.
- [2] R.C. Di Prima, The stability of viscous flow between rotating cylinders with a pressure gradient acting around the cylinders, *J. Fluid Mech.* 6 (1959) 462–468.
- [3] S. Chandrasekar, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, Oxford University, London, 1961, pp. 343–361.
- [4] T.H. Hughes, W.H. Reid, The effect of a transverse pressure gradient on the stability of Couette flow, *Z. Angew. Math. Phys.* 15 (1964) 573–581.
- [5] D.C. Raney, T.S. Chang, Oscillatory modes of instability for flow between rotating cylinders with a transverse pressure gradient, *Z. Angew. Math. Phys.* 22 (1971) 680–690.
- [6] I. Mutabazi, J. J. Hegseth, C.D. Andereck, J.E. Weisfreid, Pattern formation in the flow between two horizontal coaxial cylinders with a partially filled gap, *Phys. Rev. A* 38 (1988) 4752–4760.
- [7] F. Chen, M.H. Chang, Stability of Taylor–Dean flow in a small gap between rotating cylinders, *J. Fluid Mech.* 243 (1992) 443–455.
- [8] P.M. Eagles, On a modified Taylor–Dean stability problem where the small gap between the cylinders varies in the azimuthal direction, *Phys. Fluids* 16 (3) (2004) 546–550.
- [9] O.J.E. Matsson, P.H. Alfredsson, Curvature- and rotation-induced instabilities in channel flow, *J. Fluid Mech.* 210 (1990) 537–563.
- [10] R.W. Walden, P. Kolodner, A. Passner, C.M. Surko, Traveling waves and chaos in convection in binary fluid mixtures, *Phys. Rev. Lett.* 55 (5) (1985) 496–499.
- [11] C. Normand, I. Mutabazi, J.E. Weisfreid, Recirculation eddies in the flow between two horizontal coaxial cylinders with a partially filled gap, *Eur. J. Mech. B Fluids* 10 (4) (1991) 335–348.
- [12] K.S. Chen, A.C. Ku, T.M. Chan, S.Z. Yang, Flow in the half filled annulus between horizontal concentric cylinders in relative rotation, *J. Fluid Mech.* 213 (1990) 149–169.
- [13] P. Bot, O. Cadot, I. Mutabazi, Secondary instability of a roll pattern and transition to spatio-temporal chaos in the Taylor–Dean system, *Phys. Rev. E* 58 (3) (1998) 3089–3097.
- [14] P. Bot, I. Mutabazi, Dynamics of spatio-temporal defects in the Taylor–Dean system, *Eur. Phys. J. B* 13 (2000) 141–155.
- [15] P. Laure, I. Mutabazi, Nonlinear analysis of instability modes in the Taylor–Dean system, *Phys. Fluids* 6 (11) (1994) 3630–3642.
- [16] Y. Guo, W.H. Finlay, Splitting, merging and wavelength selection of vortices in curved and/or rotating channel flow due to Eckhaus instability, *J. Fluid Mech.* 228 (1991) 661–691.
- [17] P. Manneville, *Structures dissipative et turbulence faible*, Aléa Saclay, 1990.