

Mise en évidence par PIV de la propagation radiale du mode critique d'instabilité dans un écoulement viscoélastique de Couette-Taylor

Description by PIV of the radial propagation of the critical mode instability in a viscoelastic flow of Couette-Taylor

N. ABCHA¹, O. CRUMEYROLLE¹, N. LATRACHE² et I. MUTABAZI¹

(1) Laboratoire de Mécanique, Physique et Géosciences,
Université du Havre, 53, rue de Prony, 76058, Le Havre cedex

(2) Laboratoire d'Ingénierie Mécanique et Electrique
IUT de Brest, BP 93, 169 Rue Kergoat, 29231 Brest Cedex

nizar.abcha@univ-lehavre.fr

Résumé

L'écoulement d'une solution de polymère de grande masse molaire est étudié expérimentalement par PIV dans le système de Couette-Taylor avec cylindre extérieur fixe. L'écoulement de base (écoulement de Couette circulaire) bifurque vers un régime formé de spirales contrapropagatives axialement (régime inertio-élastique). Ce mode critique d'instabilité présente aussi une propagation radiale vers le cylindre extérieur. La nature de ce mode est comparée à celle identifiée par visualisation « classique » par nappe laser et ensemencement avec des paillettes réfléchissantes. Pour cela nous employons en particulier des diagrammes spatio-temporels extraits des champs de vitesse, et discutons nos résultats par rapport aux travaux antérieurs.

Summary

We investigated experimentally the flow of a high-molecular-mass polymer solution in the Couette-Taylor system with fixed outer cylinder by using PIV technique. The circular Couette flow bifurcates to counterpropagating waves in the axial direction (inertio-elastic regime). This critical mode of instability exhibits a radial propagation towards the outer cylinder. The nature of this mode is compared with that identified by flow visualization using cross section laser sheet and sowing with a kalliroscope flakes. We employed in particular the space-time diagrams extracted of the velocity fields, and discuss our results compared to former work.

I- INTRODUCTION

Les écoulements de liquides viscoélastiques peuvent se comporter de manières très différentes des écoulements observés pour les fluides newtoniens. Parmi les effets les plus connus, on peut citer l'effet Weissenberg : le liquide grimpe le long d'une tige verticale tournante que l'on avait partiellement plongée dans le fluide viscoélastique. Un autre effet remarquable est la réduction de traînée turbulente. Ainsi à débit et viscosité identiques, l'écoulement turbulent dans une conduite nécessite un gradient de pression plus faible pour le fluide viscoélastique. Une classe importante de liquides viscoélastiques est formée par les solutions de polymères de grande masse molaire. Ces liquides sont représentatifs d'applications (ex : augmentation de la portée des lances à incendies) mais servent aussi de liquides de test. En effet en modifiant les caractéristiques du couple polymère/solvant, il est possible de contrôler les propriétés viscoélastiques. L'absence pour les liquides viscoélastiques d'équations aussi universelles que les équations de Navier-Stokes combiné aux intérêt applicatifs (ex: écoulement de polymères fondus en plasturgie) et des inconvénients que les instabilités peuvent entraîner dans les process (ex : produit fini défectueux) ont motivé un large nombre de travaux expérimentaux. L'étude de la stabilité des écoulements viscoélastiques a dès la fin des années 60 [1] employé un système hydrodynamique modèle, le système de Couette-Taylor, pour étudier le comportement de liquides viscoélastiques de test. Le système de Couette-Taylor est formé d'une couche de fluide emprisonnée dans l'entrefer formé par deux cylindres coaxiaux en rotation, et de nombreux résultats ont été obtenus dans le cas de fluides newtoniens [2].

L'étude de l'écoulement de Couette-Taylor pour des liquides fortement viscoélastiques (fluides de Boger) a permis la découverte [3] des instabilités purement élastiques, qui peuvent déstabiliser un écoulement à des vitesses arbitrairement faibles. Ces instabilités peuvent conduire au régime de turbulence élastique [4], où un écoulement viscoélastique présente un comportement turbulent dans des conditions pour lesquelles un fluide newtonien de viscosité comparable s'écoulerait de manière laminaire.

A mi-chemin entre les instabilités inertielles observées pour les fluides newtoniens et les instabilités purement élastiques se situent les régimes dits inertio-élastiques, pour lesquels les modes d'instabilités observés présentent une nature différente de celle observée avec des fluides newtoniens tout en étant pour l'essentiel régi par les forces d'inertie. Parmi les résultats expérimentaux antérieurs sur la stabilité de l'écoulement de Couette en régime inertio-élastique figurent l'observation par Groisman et Steinberg [5] d'un mode d'instabilité se propageant à la fois axialement et radialement, dénommé Radial Waves (RW). Les observations, conduites à cylindre extérieur fixe, ont montré une période axiale 4 à 5 fois plus courte que la taille de l'entrefer, une alternance de sources et de puits au fil de la direction axiale, et une propagation dans la direction radiale, en direction du cylindre intérieur. Si la courte périodicité axiale était attendue, le sens de propagation est à l'opposé des prédictions. Par ailleurs un mode formé d'une onde stationnaire dans la direction axiale a été observé par divers auteurs [6–8], toujours à cylindre extérieur fixe. Ce mode présente une période axiale comparable à deux fois la taille de l'entrefer, et résulte de la superposition de deux ondes contrapropagatives dans la direction axiale qui présentent une amplitude comparable. L'interférence de ces deux ondes conduit à un motif stationnaire dans la direction axiale. Il a été rapporté dans le cas de solutions de polyoxyéthylène (POE) [8] qu'un fort couplage pouvait être observé entre les ondes contrapropagatives. Chaque onde est habituellement interprétée comme une spirale, i.e. une (ou plusieurs) paire(s) de tourbillons contrarotatifs s'enroulant en hélice autour du cylindre intérieur, et occupant tout l'entrefer. Pour l'écoulement de Couette-Taylor d'un fluide newtonien, les spirales ne sont observées que dans le cas où les deux cylindres sont en rotation.

Nous présentons les résultats observés à l'aide de la PIV dans un écoulement de liquide viscolélastique confiné entre deux cylindres coaxiaux lorsque seul le cylindre intérieur tourne. Les résultats obtenus sont comparés à ceux fournis par visualisation directe de l'écoulement à travers une nappe laser et ensemencement avec des paillettes réfléchissantes. Pour cela nous employons en particulier des diagrammes spatio-temporels extraits des champs de vitesse, et d'intensité lumineuse réfléchis.

II- DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Nous employons des solutions de POE de masse molaire $8 \cdot 10^6$ g/mol (telle qu'indiquée par Aldrich), à raison d'une concentration massique de 0,09% dans un solvant eau/alcool isopropylique. Nous avons utilisé de l'eau de Volvic à la température ambiante environ (24°C). Les proportions du solvant sont, en volume, de 95% d'eau et 5% d'alcool. Les solutions ainsi obtenues sont rhéofluidifiantes : la viscosité est constante pour les faibles taux de cisaillement puis diminue selon une loi de puissance quand le taux de cisaillement de l'écoulement croît. Les mesures de viscosité sont décrites par la loi de Carreau, à partir de laquelle on extrait la viscosité à cisaillement nul η_0 , le temps de relaxation de la solution τ et l'indice de rhéofluidification n .

$$\eta = \eta_0 (1 + (\lambda \dot{\gamma})^2)^{-n}$$

$$\eta_0 = 17,8 \text{ mPa.s} \quad \lambda = 0,42 \text{ s} \quad n = 0,126$$

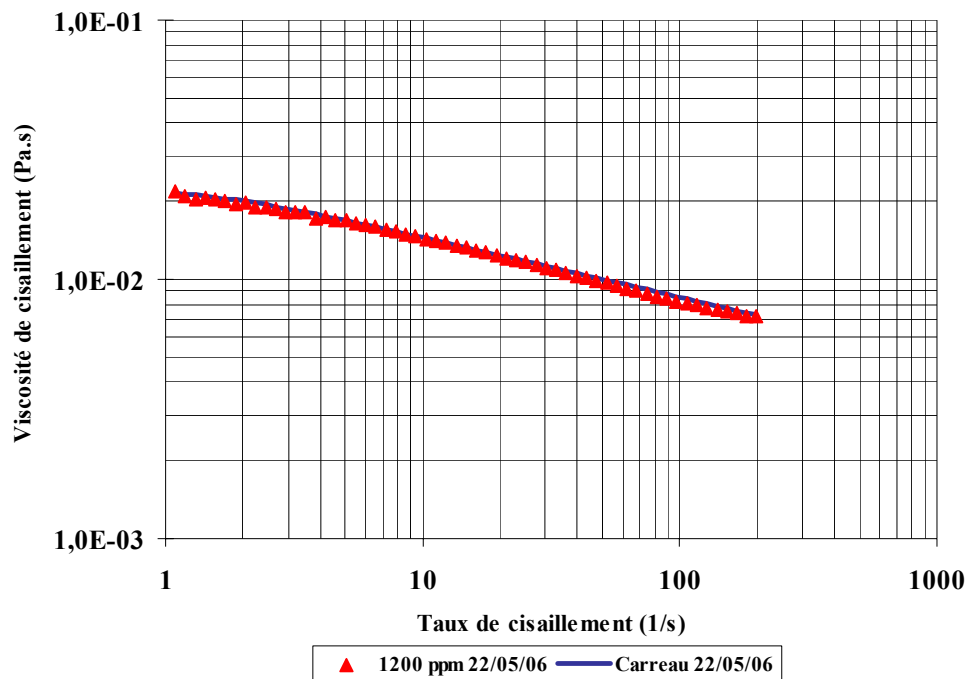


Figure 1. : Viscosité dynamique en fonction du taux de cisaillement imposé.

Le système de Couette-Taylor est composé de deux cylindres coaxiaux en position verticale en rotation différentielle. La rotation du cylindre intérieur en aluminium anodisé de

rayon $a = 4$ cm est contrôlée par un servomoteur. Le cylindre extérieur en verre de rayon $b = 5$ cm, et de hauteur $L = 45,9$ cm est maintenu fixe. Le rapport des rayons est $a/b = 0,8$ et le rapport d'aspect $L/d = L/(b-a) = 45,9$. Le cylindre extérieur est isolé thermiquement de l'extérieur par un bain rectangulaire en plexiglas rempli d'eau. La géométrie rectangulaire du bain favorise les observations optiques. La vitesse de rotation Ω du cylindre est associée à un taux de cisaillement imposé dans l'entrefer : $\dot{\gamma} = \Omega a / d$. On définit le nombre de Reynolds $Re = \Omega a d / \nu = \dot{\gamma} d^2 / \nu$ et le nombre de Taylor $Ta = (d/a)^{(1/2)} Re$, où ν est la viscosité cinématique de la solution. En notant ρ la masse volumique du fluide, on distingue les nombres adimensionnés effectifs, calculés avec la viscosité cinématique apparente (associée à la solution rhéofluidifiée) $\nu = \eta(\dot{\gamma}) / \rho$ et les nombres Re_0 et Ta_0 calculés avec la viscosité cinématique aux faibles taux de cisaillement $\nu = \eta_0 / \rho$.

Le système de PIV utilisé est composé d'un laser Quantel Nd :YAG à double cavité (45mJ, 6ns), piloté par un contrôleur MasterPIV (Tecflow). Le fluide entre les deux cylindres est constitué d'eau (démminéralisée), ensemencée par des particules sphériques creuses de verre de diamètre moyen de 8 à 11 μ m avec une concentration en masse inférieure à 10^{-4} . Chaque expérience comporte l'acquisition d'une série de paires d'images (195 paires). L'intervalle de temps entre deux paires est de 0.5s et l'intervalle entre deux images d'une même paire, varie de 3 à 18 ms en fonction des valeurs des nombres de Reynolds. Les paires d'images sont collectées à une fréquence de 2Hz par une caméra CCD Kodak de résolution 1034x779 pixels. Les intercorrélations entre images d'une même paire sont calculées avec le logiciel de traitement d'image Corélia-V2IP avec une fenêtre d'interrogation de 32x32 pixels, afin d'obtenir les champs de vitesses dans le plan (z, r) .

Nous avons utilisé aussi la visualisation par addition d'une suspension de 2% de Kalliroscope à l'eau déminéralisée. Une section droite dans un plan passant par le grand axe du système est réalisée. Nous rapportons la caractérisation des régimes inertio-élastique observés, et plus particulièrement d'onde contrapropagatives dans la direction axiale. Ces modes d'instabilités partagent certaines similarités avec les régimes d'écoulements avec vortex hélicoïdaux appelés « spirales », qui ne s'observent dans le cas newtonien que lorsque les deux cylindres sont en rotation.

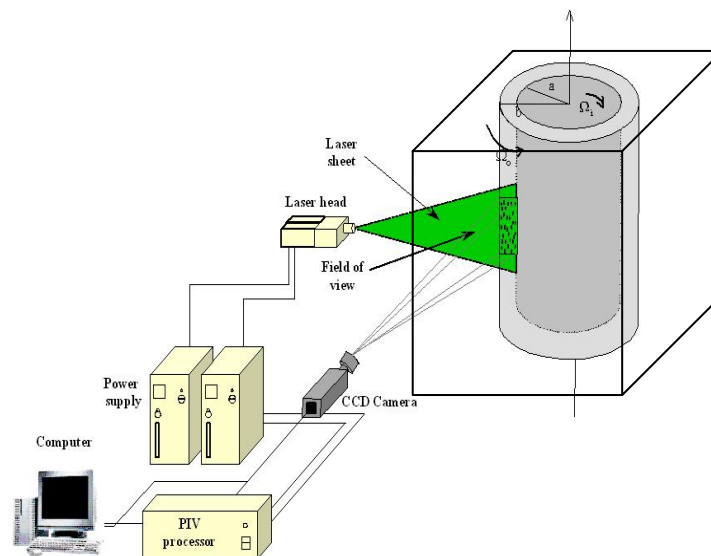


Figure 2. Dispositif expérimental et moyen de mesures

III- RÉSULTATS

III-1 Mesures des champs de vitesse

L'écoulement de base de Couette se déstabilise à la fréquence de rotation $f_c = \Omega/2\pi = 0,410$ Hz correspondant à un taux de cisaillement critique $\dot{\gamma}_c = 12,6 s^{-1}$ soit le nombre de Taylor critique $Ta_c = 42,1$ ou $Ta_{0c} = 28,9$. Le mode critique est formé de deux ondes contrapropagatives. Nous rapportons sur la Figure 3 les champs de vitesse et vorticité instantanés pour quatre acquisitions successives mesurés dans le plan (r, z) . Le cylindre intérieur correspond à la ligne inférieure des images et les valeurs de la vorticité sont des couleurs codées : rouge pour des valeurs positives et bleu pour les valeurs négatives.

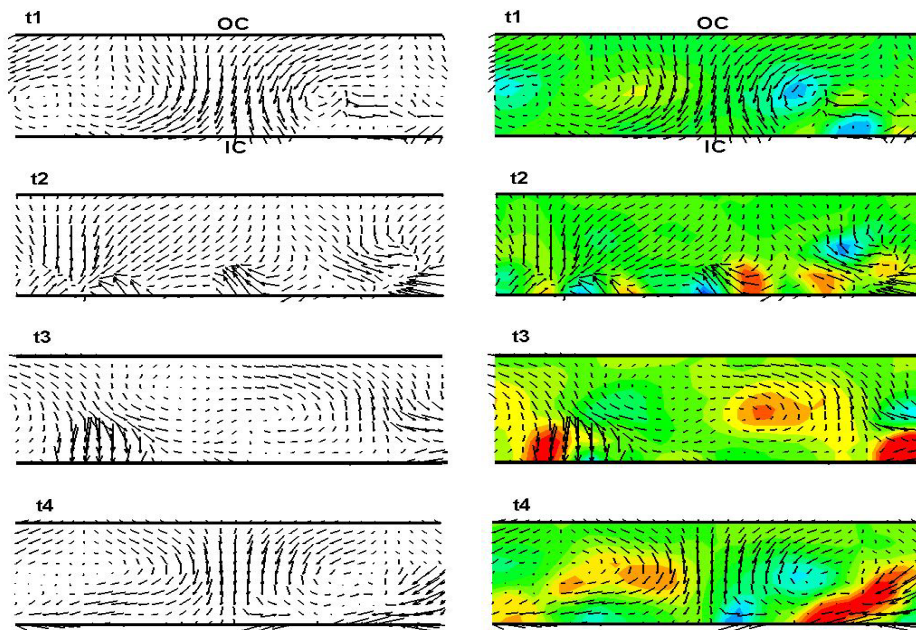


Figure 3. Champs de vitesse dans le plan (r,z) (flèches) et vorticité (échelle de couleurs) pour quatre acquisitions successives ($t_{i+1} = t_i + 0.5s$)

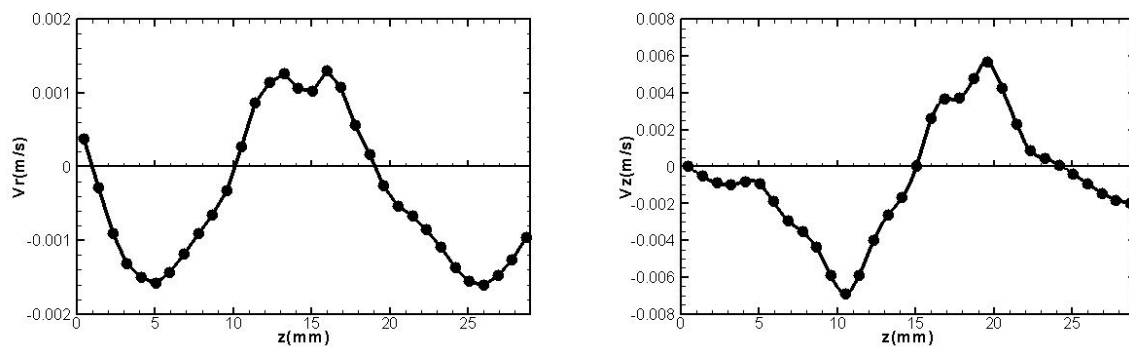


Figure 4. Profil de vitesse extrait du champs de vitesse dans le plan (r,z)

A partir des champs de vitesse nous avons extrait les profils des vitesses $v_r(z)$, $v_z(z)$, à une position radiale $r = a + 0.5d$ et, à une position axiale $v_r(r)$ et $v_z(r)$. Le profil de vitesse instantanée correspondant à la Figure 3 est illustré sur la Figure 4.

La superposition chronologique de ces profils de vitesse permet de former les diagrammes spatiotemporels $v_r(z,t)$, $v_r(r,t)$, $v_z(z,t)$, $v_z(r,t)$. Les résultats des diagrammes sont codés comme suit : la couleur rouge correspondent aux valeurs positives de la vitesse et la bleue aux valeurs négatives. Les diagrammes spatiotemporels de vitesses radiale pour différentes positions dans la direction axiale $v_r(z,t)$ montrent que le premier mode d'instabilité se manifeste sous la forme d'un motif constitué par deux ondes contrapropagatives (Figure 5). Les diagrammes spatiotemporels des deux composantes de vitesses $v_r(r,t)$, $v_z(r,t)$ sont présentés (Figure 6). On remarque tout particulièrement sur $v_z(r,t)$ que les ondes se propagent dans la direction radiale, depuis le cylindre intérieur vers le cylindre extérieur. Nous avons observé que les tourbillons occupent toute la taille de l'entrefer.

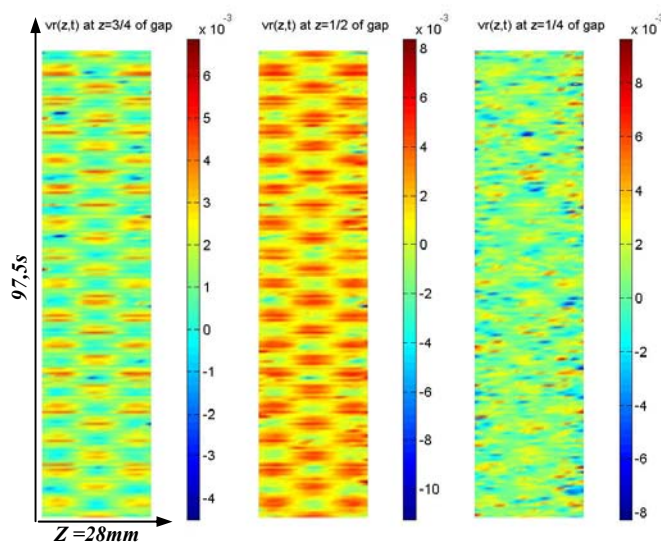


Figure 5. Vitesse radiale à $r = 0,25, 0,5$ et $0,75$ où $r = (r-a)/d$. Ce motif résulte de la superposition des deux spirales contrapropagatives dans la direction axiale.

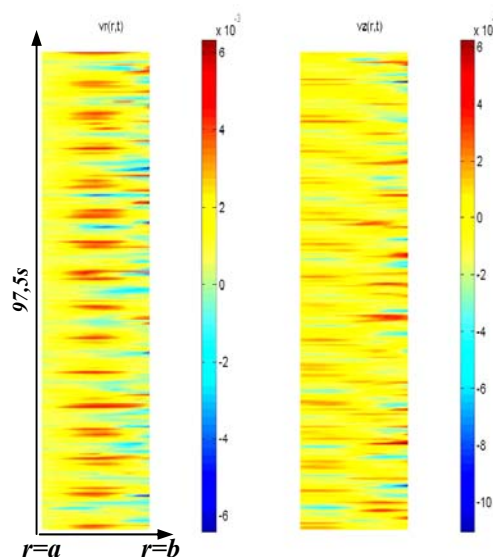


Figure 6. Vitesse radiale et axiale à $z = 19,9$ mm. Ce motif montre la propagation radiale vers le cylindre extérieur

L'analyse spectrale de la vitesse radiale montre sur le spectre de fréquence (Fig. 7) un pic correspondant à une période de 6,5 s. Cette période est presque égale au temps de diffusion visqueuse en tenant en compte la rhéofluidification au seuil $W^2 \cdot \rho / \eta(\dot{\gamma}_c) \approx 6,67s$.

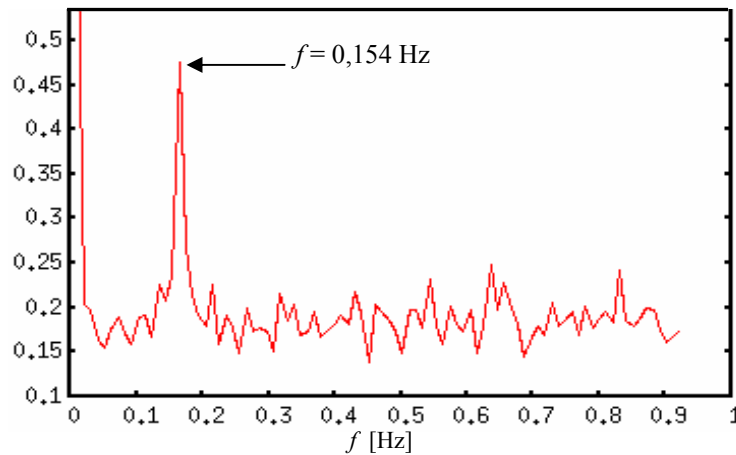


Figure 7. Spectre temporel de la vitesse radiale

III-2 Visualisation directe de l'écoulement à travers une section droite

Nous rapportons Figure 8, les sections droites de l'écoulement observées pour une fréquence de rotation du cylindre $\Omega/2\pi$ de 410mHz, soit un nombre de Taylor $Ta_0 = 28,9$ et $Ta = 42,1$. le mode critique d'instabilité est formé d'ondes axialement contrapropagatives. Les sections droites sont obtenues sur la partie centrale de 12cm de haut du système. Le comportement dans l'ensemble de l'expérience est semblable à celui visualisé par les sections droites sauf près des bords : l'onde se propageant vers le bas est absente dans les 2 à 3cm près du bord supérieur et inversement. Les sections droites étant enregistrées tous les $1/25^e$ de seconde, on peut noter $I(z,r,t)$ le signal correspondant. Les diagrammes spatio-temporel $I(r,t)$, présentés Figure 9, sont extraits de $I(z,r,t)$ aux positions z_1 et z_2 mentionnées Figure 8e. Ces diagrammes mettent en évidence la propagation radiale des tourbillons dans la direction du cylindre extérieur. Par traitement du signal, on identifie la fréquence $f_2 = 0,2685Hz$ associée au « rayures » du motif Figure 9a. En comparant à l'évolution des section droite, il apparaît que cette fréquence est associée à une demi-période (Figure 8a à c). La fréquence fondamentale est donc bien $f_1 = f_2/2 = 0,134Hz = (7,45s)^{-1}$. Les diagrammes spatio-temporels $I(z,t)$ ont aussi été extraits et sont rapportés Figure 10. Le nombre d'onde axial associé à la période spatiale de ces motifs est identique et vaut $q_1 = 0,035mm^{-1}$, soit une période spatiale de 28,6 mm, presque trois fois plus grande que la taille de l'entrefer. On remarque la nette différence entre le motif de la Figure 10a et les deux autres diagrammes (Figure 10b et c). Le premier motif est proche du motif associé aux ondes contrapropagatives fortement couplées [8] tandis que les deux autres correspondent à des motifs avec un couplage plus faible. Ceci est confirmé en relevant dans le spectre de Fourier 2D $F(q,f)$ des signaux les puissances associées aux différents modes. La puissance des harmoniques de couplages, présentes à $(q = 0, f = f_2)$ et $(q = 2q_1, f = 0)$, est 3,1 fois plus grande que celle du mode fondamental à (q_1, f_1) pour le motif de la Figure 10a. A l'opposé les puissances des harmoniques et du mode fondamental sont proches pour les diagrammes obtenus au milieu de l'entrefer ou près du cylindre intérieur.

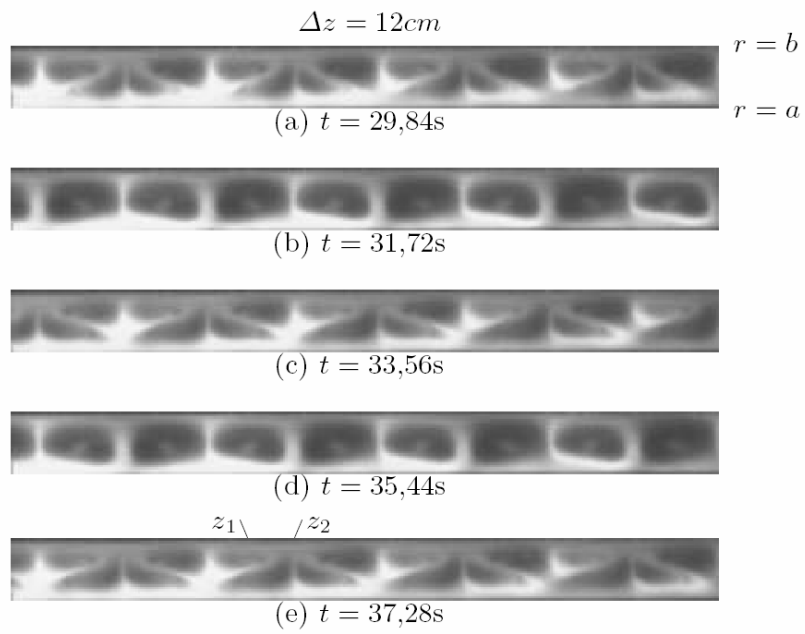


Figure 8. Sections droites $I(z,r,t)$ obtenues au cours de 7,45 secondes. Les positions z_1 et z_2 sont utilisées à la figure suivante.

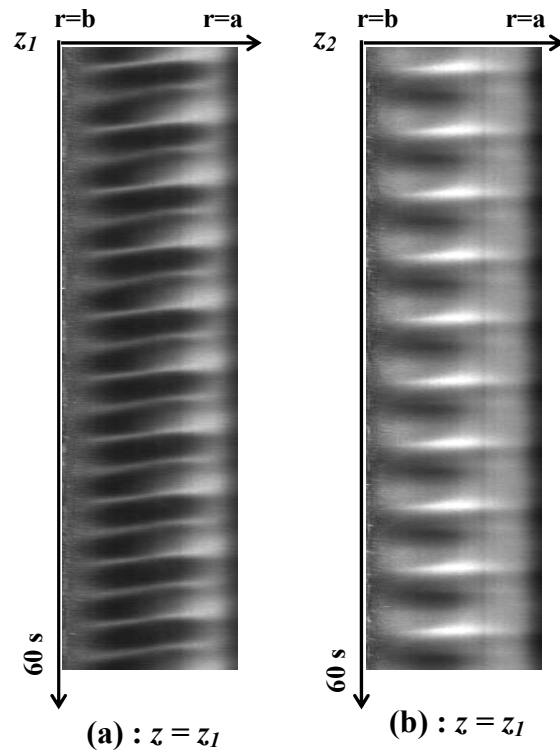


Figure 9. Diagrammes spatio-temporels $I(r,t)$ obtenus à z_1 et z_2 .

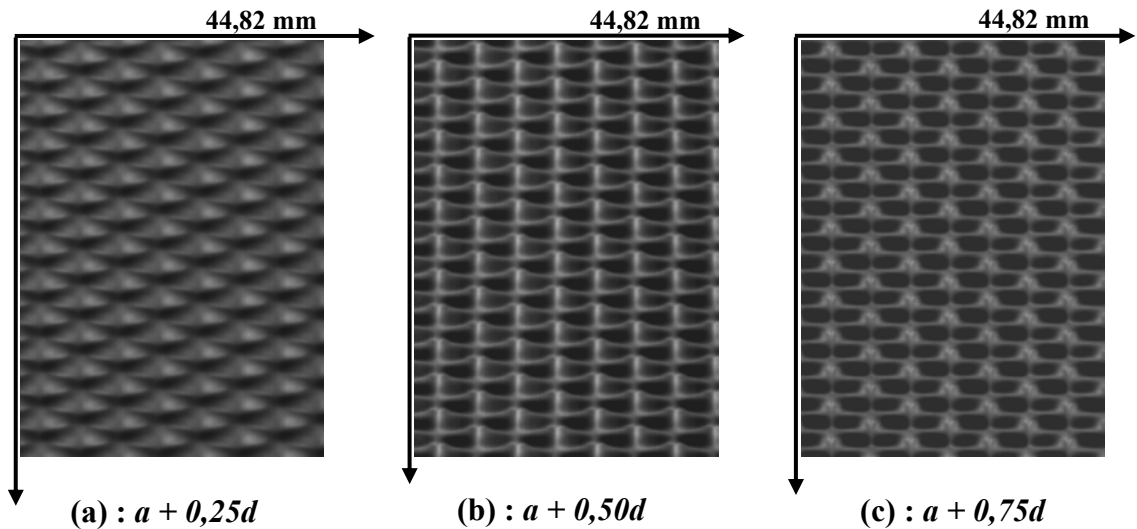


Figure 10. Diagrammes spatio-temporels $I(z,t)$ obtenus à différents r .

Finalement, nous remarquons que les motifs des diagrammes spatio-temporels des composantes de vitesse radiale, et les motifs des diagrammes spatio-temporels obtenus par la visualisation avec les paillettes de Kalliroscope présentent des similitudes

IV- DISCUSSION ET CONCLUSION

La déstabilisation de l'écoulement de base dans notre système apparaît pour les valeurs du nombre de Taylor effectif $Ta_c = 42,1$ et du nombre de Weissenberg $We_c = \dot{\gamma}_c \tau = 12$. Le motif critique est composé de spirales contrapropagatives dans la direction axiale avec une propagation radiale vers le cylindre *extérieur*. L'instabilité dans un liquide newtonien apparaît à $Ta_c = 47,4$ et le motif critique est formé de vortex stationnaires axisymétriques de Taylor. La différence entre les deux seuils est associée à l'effet de déstabilisation élastique plutôt qu'un effet purement lié au changement de viscosité (rhéofluidification). La fréquence fondamentale du motif adimensionnée par le temps effectif de diffusion visqueuse est $f_p = 0,97$, très proche de 1, selon les prédictions de Larson et *al.* [10], le régime semble donc plus inertiel qu'élastique.

Les ondes radiales dans une solution de polymère ont été observées par Groisman et Steinberg [5], avec une propagation radiale vers le cylindre *intérieur*. La période spatiale par exemple dans la direction axiale du régime à propagation radiale observé par G&S était bien plus petite que la taille caractéristique qui constitue la taille de l'entrefer. De plus, le régime d'ondes observées par Groisman et Steinberg présentait de nombreux puits et sources, alors que le régime d'ondes observé dans notre expérience est très régulier.

L'étude des diagrammes spatio-temporels $I(z,t)$ pour différentes positions radiales n'avait pas été réalisée précédemment. Les motifs rapportés dans [8-9,11] ont été obtenus par visualisation avec un éclairage externe diffus. Les diagrammes spatio-temporels associés sont donc très influencés par le comportement près du cylindre extérieur. Le caractère dominant du couplage près du cylindre extérieur observé dans ce travail est donc cohérent avec les résultats précédents.

Le mécanisme de couplage entre les spirales contrapropagatives reste à élucider, en particulier, avec la technique de PIV, les champs d'élongation et de cisaillement dans

l'entrefer peuvent donner des renseignements intéressants. La caractérisation de ces champs est en cours.

REFERENCES

- [1] H. Rubin & C. Elata, Stability of Couette flow of dilute polymer solutions, *Phys. Fluids*, **7**, 1929-1933 (1966).
- [2] R. Tagg, The Couette–Taylor problem, *Nonlinear Sci. Today*, **4**(3b) (1994).
- [3] R.G. Larson, E. S. G. Shaqfeh, & S.J. Muller, A purely elastic instability in Taylor–Couette system, *J. Fluid Mech.*, **218**, 573-600 (1990).
- [4] A. Groisman & V. Steinberg, Elastic turbulence in a polymer solution flow, *Nature*, **405**, 53-55 (2000).
- [5] A. Groisman & V. Steinberg, Mechanism of elastic instability in Couette flow of polymer solutions: experiment, *Phys. Fluids*, **10**(10), 2451-2463 (1998).
- [6] A. Groisman & V. Steinberg, Couette-Taylor flow in a dilute polymer solution, *Phys. Rev. Lett.*, **77**(8), 1480-1483 (1996).
- [7] B. M. Baumert & S. J. Muller, Axisymmetric and non-axisymmetric elastic and inertio-elastic instabilities in Taylor-Couette flow, *J. Non-Newt. Fluid Mech.*, **83**, 33-69 (1999).
- [8] O. Crumeyrolle, I. Mutabazi & M. Grisel, Experimental study of inertioelastic Couette-Taylor instability modes in dilute and semidilute polymer solutions, *Phys. Fluids*, **14**(5), 1681-1688 (2002).
- [9] N. Latrache, Etude des instabilités de liquides newtoniens ou viscoélastiques dans le système de Couette–Taylor, Thèse de l'Université du Havre, Le Havre (2005).
- [10] R.G. Larson, E.S.G. Shaqfeh, S.J. Muller, A purely elastic instability in Taylor-Couette flow, *J. Fluid Mech.* **218**, 573 (1990)
- [11] O. Crumeyrolle, N. Latrache, I. Mutabazi, A.B. Ezersky, Instabilities with shear-thinning polymer solutions in the Couette-Taylor system, *J.Phys. Conf. Ser.* **14**, 78 (2005)