

Mode d'instabilité à propagation radiale observé dans un écoulement de Couette-Taylor viscoélastique

O. Crumeyrolle, N. Abcha, N. Latrache, & I. Mutabazi

25 rue Philippe Lebon, BP540, 76058, Le Havre cedex
olivier.crumeyrolle@univ-lehavre.fr

Résumé. L'écoulement d'une solution de polymère de grande masse molaire est étudié expérimentalement dans le système de Couette-Taylor avec cylindre extérieur fixe. Le mode critique d'instabilité est formé d'ondes contre-propagatives axialement. Une propagation radiale en direction du cylindre extérieur est aussi observée. Nous rapportons les principales caractéristiques de ce mode (nombre d'onde et fréquences) et déterminons la répartition dans la direction radiale des harmoniques par rapport au mode fondamental. Nous comparons nos résultats aux régimes inertio-élastiques déjà connus en écoulement de Couette-Taylor viscoélastique.

Abstract. We investigated experimentally the flow of a high-molecular-mass polymer solution in the Couette-Taylor system with fixed outer cylinder. The critical instability mode is observed in form of counterpropagating waves in the axial direction, and also exhibit radial propagation towards the outer cylinder. The main features (wavenumber, frequencies) are reported, together with the distribution in the radial direction of harmonics vs. fundamental mode. These results are compared to already known inertio-elastic flow patterns in the field of viscoelastic Couette-Taylor flow.

1 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. 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) a 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'onde stationnaire dans la direction axiale a été observé par divers auteurs [6,7,8], 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.

2 Dispositif expérimental

Nous employons des solutions de POE de masse molaire $8 \cdot 10^6$ g/mol (indication du fabricant), avec une concentration massique de 0,09% dans un solvant eau/alcool isopropylique. Les proportions du solvant sont, en volume, de 95% d'eau et 5% d'alcool. L'eau employée est de l'eau de Volvic. Ces solutions sont rhéofluidifiantes : la viscosité est constante pour les faibles taux de cisaillement puis diminue en loi de puissance quand le taux de cisaillement de l'écoulement croît. Les mesures de viscosité dynamique sous taux de cisaillement imposé ont été réalisées avec un rhéomètre AR-2000 (TA Instruments) et sont rapportées Fig. 1. Les mesures sont bien décrites par un ajustement avec la loi de Carreau $\eta = \eta_0 (1 + (\lambda\dot{\gamma})^2)^{-n}$.

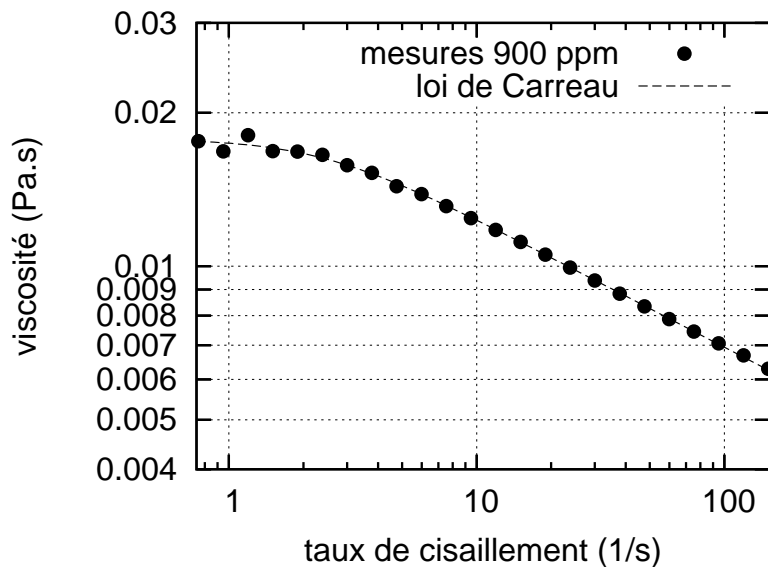


Fig.1. Viscosité dynamique en fonction du taux de cisaillement imposé.

Les paramètres obtenus sont $\eta_0 = 17,8$ mPa.s, $\lambda = 0,42$ s et $n = 0,126$. Les caractéristiques détaillées de ces solutions ont été déterminées dans [9].

Le système de Couette-Taylor employé est vertical. Il est constitué d'un cylindre intérieur en aluminium anodisé de rayon $a = 4\text{cm}$ et d'un cylindre extérieur en verre de rayon $b = 5\text{cm}$, et de hauteur $L = 45,9\text{cm}$. Le rapport des rayons est donc $a/b = 0,8$ et le rapport d'aspect $L/d = 45,9$, avec $d = b - a$. Le cylindre extérieur est isolé thermiquement de l'extérieur par un bain rectangulaire en plexiglass rempli d'eau. La géométrie rectangulaire du bain favorise les observations optiques. La rotation du cylindre intérieur est contrôlée par un servomoteur, tandis que le cylindre extérieur est maintenu fixe. La vitesses de rotation Ω du cylindre conduit à un taux de cisaillement imposé dans l'entrefer de $\dot{\gamma} = \Omega a/d$. On définit le nombre de Reynolds associés, $Re = \Omega a d/\nu = \dot{\gamma} d^2/\nu$ 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 $\nu = \eta(\dot{\gamma})/\rho$ la viscosité cinématique apparente (car rhéofluidifiée) et les nombres Re_0 et Ta_0 calculés avec $\nu = \eta_0/\rho$ la viscosité cinématique aux faibles taux de cisaillements. L'écoulement est additionné de 2% de Kalliroscope. Une caméra CCD de 720x576 pixels enregistre la visualisation de l'écoulement obtenue par une coupe laser verticale de l'entrefer (dénommée section droite), et ceci sur une hauteur de 12 cm et à raison de 25 images par seconde.

3 Résultats

Pour les fréquences de rotation $\Omega/2\pi$ inférieures à 410 mHz on observe un écoulement de Couette circulaire. Le mode critique d'instabilité est observé pour une fréquence de rotation du cylindre $\Omega/2\pi$ de 410 mHz, soit un nombre de Taylor $Ta_0 = 28,9$ et $Ta = 42,1$ si ν est la viscosité cinématique apparente. Il est formé d'ondes axialement contrapropagatives. Nous rapportons Fig. 2 les sections droites associées, obtenues sur la partie centrale de 12 cm 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 3 cm 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 Fig. 3, sont extraits de $I(z, r, t)$ aux positions z_1 et z_2 mentionnées Fig. 2e.

Ces diagrammes mettent en évidence la propagation radiale des tourbillons dans la direction du cylindre extérieur. Par traitement du signal, on identifie la fréquence $f_2 = 0,2685\text{Hz}$ associée aux « rayures » du motif Fig. 3a. En comparant à l'évolution des section droite, il apparaît que cette fréquence est associée à une demi-période (Fig. 1a à c). La fréquence fondamentale est donc bien $f_1 = f_2/2 = 0,134\text{Hz} = (7,45\text{s})^{-1}$. Les diagrammes spatio-temporels $I(z, t)$ ont aussi été extraits et sont rapportés Fig. 4.

Le nombre d'onde axial associé à la période spatiale de ces motifs est identique et vaut $q_1 = 0,035\text{mm}^{-1}$, 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 Fig. 4a et les deux autres diagrammes (Fig. 4b 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 [*ibid.*]. 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 Fig. 4a. 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.

4 Discussion et conclusion

Nous avons observé que l'écoulement de Couette circulaire d'une solution de polyoxyéthylène de grande masse molaire à 0,09% dans un solvant eau/alcool isopropylique est instable pour un nombre de Taylor critique effectif $Ta = 42,1$.

Les résultats observés dans nos expérience, avec un périodicité spatiale presque trois fois plus large que l'entrefer, se distinguent nettement des résultats précédemment observés par Groisman et Steinberg [5]. En effet le motif d'onde radiale observé par ces auteurs présentait une périodicité spatiale 4 à 5 fois

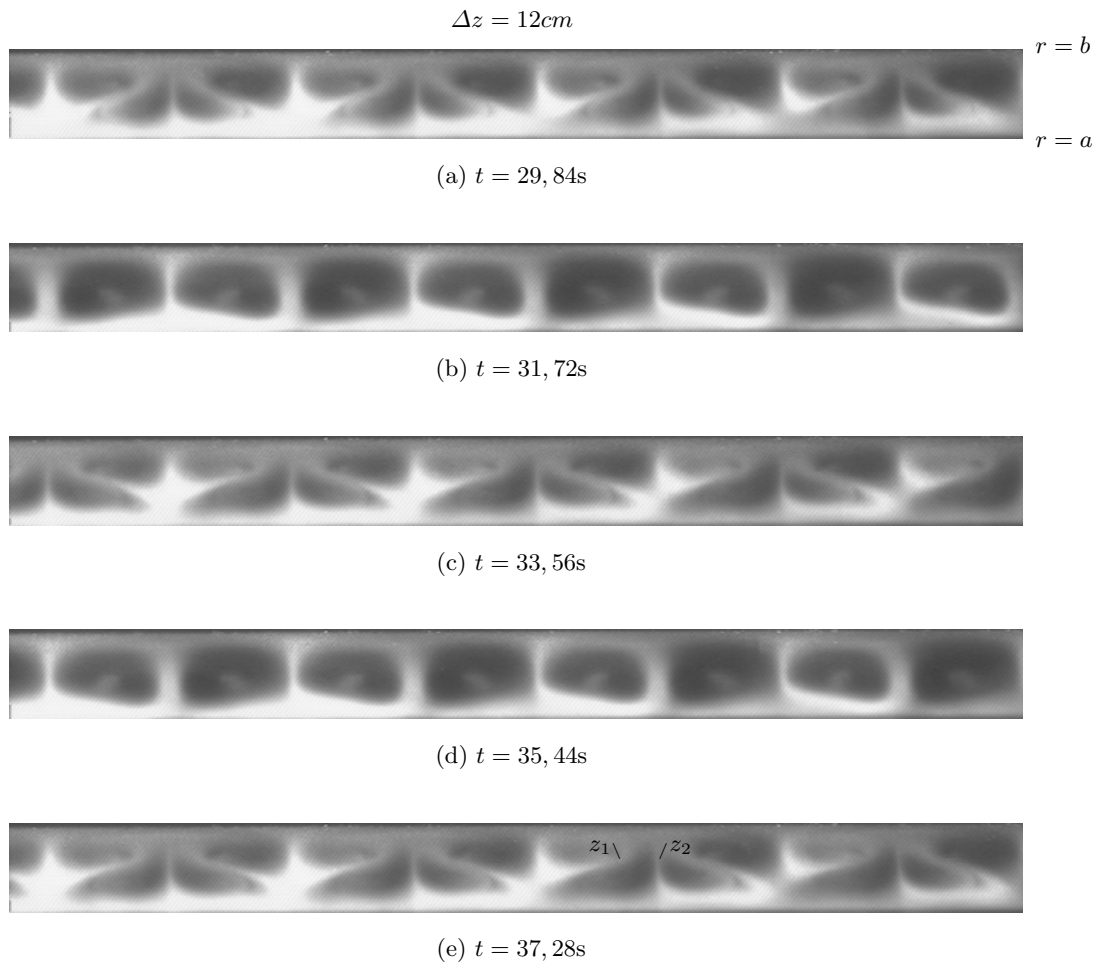


Fig.2. Sections droites $I(z, r, t)$ obtenues au cours de 7,45 secondes. Les positions z_1 et z_2 sont utilisées à la figure suivante.

plus courte que l'entrefer. Par ailleurs nous n'avons pas observé d'alternance de puits et de sources, et la propagation dans la direction radiale est à l'opposée de celle observée par Groisman et Steinberg.

On remarque que le nombre de Taylor critique $Ta = 42,1$ est un peu plus de 10% inférieur à la valeur de 47,3, qui correspond à la valeur critique pour une fluide newtonien dans notre expérience. Ceci est comparable au résultat obtenu pour la plus forte concentration (700 ppm) étudiée dans [8]. La fréquence fondamentale observée dans nos résultats vaut $f_1 = 1,08 d^2/\nu$ avec ν la viscosité apparente. Bien que le régime observé soit distinct des régimes obtenus avec des fluides newtoniens, on reste dans le domaine inertio-élastique. La transition vers des régimes d'ondes contrapropagatives avec des fréquences distinctes, rattachées à un temps élastique du liquide plutôt qu'au temps de diffusion visqueuse, est étudiée dans [9].

L'étude des diagrammes spatio-temporel $I(z, t)$ pour différentes position radiales n'avait pas été réalisée précédemment. Les motifs rapportés dans [8] 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.

L'origine de cette propagation radiale reste à élucider. On peut noter que les résultats théoriques prédisant une propagation radiale vers le cylindre extérieur ont été obtenu en supposant l'écoulement axisymétrique et le fluide viscoélastique comme non-rhéofluidifiant. Ce n'est pas le cas du régime rapporté

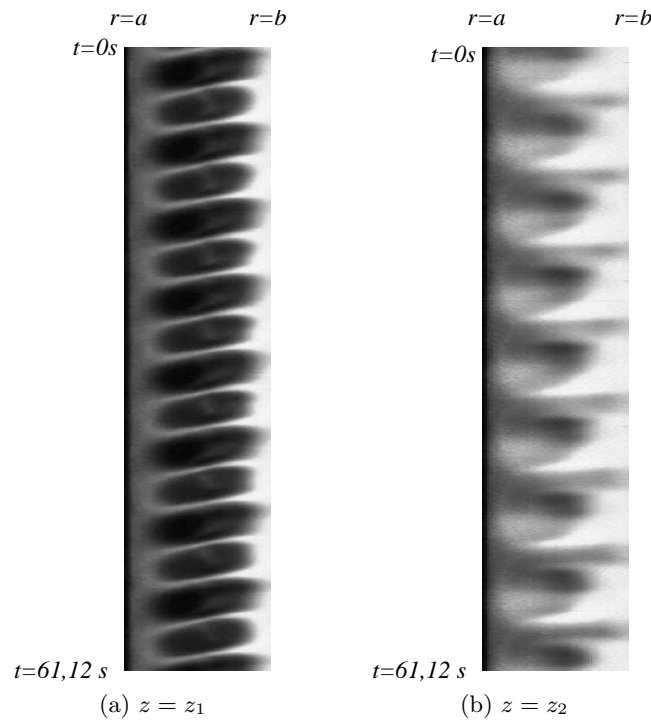


Fig.3. Diagrammes spatio-temporels $I(r, t)$ obtenus à z_1 et z_2 .

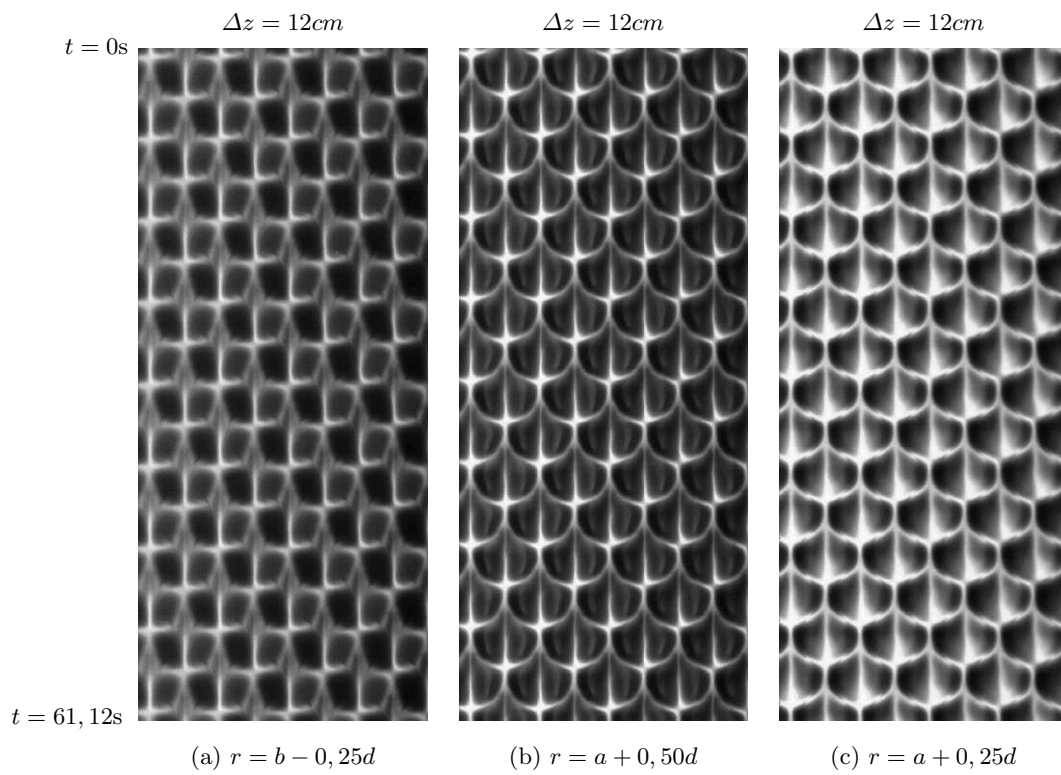


Fig.4. Diagrammes spatio-temporels $I(z, t)$ obtenus à différents r .

ici, qui est non-axisymétrique et a été obtenu avec un fluide viscoélastique rhéofluidifiant. De nouvelles études théoriques et numériques sont donc requises. D'un point de vue expérimental, l'étude de l'écoulement par imagerie de particules (*PIV*) est envisagée afin de caractériser plus avant la dynamique radiale des tourbillons. L'étude de fluides viscoélastiques non-rhéofluidifiants mais présentant des caractéristiques élastiques proche des fluides employés ici est aussi envisagée.

Références

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).