

# Instabilité élastique dans l'écoulement en bandes de cisaillement de micelles géantes

M.A. Fardin<sup>1,2</sup>, D. Lopez<sup>1</sup>, J. Croso<sup>1</sup>, G. Grégoire<sup>1</sup>, O. Cardoso<sup>1</sup>, G.H. McKinley<sup>2</sup>  
et S. Lerouge<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire MSC - Université Paris-Diderot, UMR 7057 CNRS, 10 rue Alice Domon et Léonie Duquet  
75205 Paris Cedex 13

<sup>2</sup>Department of Mechanical Engineering - Massachusetts Institute of Technology,  
77 Massachusetts Avenue, MA 02139-4307 Cambridge, USA

Reçu le 20 juillet 2010 - Version finale acceptée le 3 février 2011

-----

**Résumé:** Nous étudions la dynamique de l'écoulement de Taylor-Couette d'une solution de micelles géantes présentant des bandes de cisaillement. Dans le régime en bandes de cisaillement, l'écoulement s'organise en rouleaux, principalement localisés dans la bande de haut taux de cisaillement. Pour des taux de cisaillement au-delà du régime en bande, le système devient turbulent. Les structures cohérentes observées pendant le régime en bandes, ainsi que la turbulence à plus haut taux de cisaillement, sont probablement générées par le mécanisme d'instabilité purement élastique, jusque-là uniquement observé dans des solutions de polymères.

**Mots-clé :** Micelles géantes, Bandes de cisaillement, Instabilité élastique, Turbulence.

[Abridged English version on last page]

## 1. Introduction

Les micelles géantes sont des structures cylindriques et flexibles qui possèdent une analogie formelle avec les polymères. Elles résultent de l'auto-assemblage de molécules amphiphiles en solution aqueuse [1, 2]. Cependant, contrairement aux polymères, les micelles peuvent se casser et se recombinaient continûment, créant un mécanisme de relaxation supplémentaire. Quand le temps de cassure  $\tau_b$  est rapide devant le temps de reptation  $\tau_r$ , le modèle de reptation - réaction de Cates [3] prédit que les solutions de micelles relaxent exponentiellement avec un temps caractéristique unique :

$$\tau_R \sim \sqrt{\tau_b \tau_r} \quad (1)$$

En plus de leurs similarités structurelles, les solutions de polymères et les solutions de micelles géantes sont sujettes, sous écoulement, à des instabilités, même à très faibles sollicitations. En particulier, de nombreuses solutions de micelles géantes présentent une instabilité en bandes de cisaillement [4]. Sous cisaillement simple, le scénario de base est le suivant [1, 5] : en dessous d'un taux cisaillement critique  $\dot{\gamma}_1 \approx 1/\tau_R$ , l'écou-

lement est homogène. Au-delà de  $\dot{\gamma}_1$ , l'écoulement devient mécaniquement instable. Une phase de plus faible viscosité apparaît, produisant un écoulement en bandes, où les deux bandes, visqueuse et fluide, coexistent à contrainte constante. Dans ce régime de coexistence, une augmentation du taux de cisaillement modifie seulement les proportions relatives des deux bandes, jusqu'à ce qu'un second taux de cisaillement critique soit atteint,  $\dot{\gamma}_h$ , au-delà duquel la phase de haut taux de cisaillement remplit toute la géométrie. L'homogénéité de l'écoulement est alors rétablie. Il faut noter que certains systèmes ne respectent pas ce scénario de base [6, 7].

Si l'instabilité en bandes de cisaillement dans les systèmes micellaires est très documentée dans la littérature des vingt dernières années, elle n'est pas encore totalement comprise [4, 8-9]. En particulier, il a été montré récemment sur un échantillon semi-dilué en cellule de Taylor-Couette que, contrairement au scénario classique, l'écoulement en bandes de cisaillement n'est pas nécessairement unidimensionnel mais, au contraire, peut s'organiser en rouleaux de Taylor, étagés le long de la vorticité. Ces structures cellulaires sont principalement localisées dans la bande de haut taux de cisaillement et peuvent

éventuellement présenter une dynamique complexe qui dépend du taux de cisaillement appliqué [10].

Plusieurs développements théoriques récents ont tenté d'expliquer l'origine de cet écoulement tridimensionnel, en invoquant notamment un mécanisme d'instabilité d'interface générée par un saut de contrainte normale à l'interface entre les bandes [8, 11-12]. Du reste, il est bien connu que des écoulements structurés tridimensionnels peuvent se développer à bas nombre de Reynolds  $Re$  dans les solutions de polymères [13-15]. L'instabilité sous-jacente est une conséquence du champ de contrainte non-newtonien créé dans l'écoulement par l'élasticité. L'importance de la non-linéarité élastique est exprimée par le nombre de Weissenberg, défini par :

$$Wi = \dot{\gamma} \tau_R = N_1 / \sigma \quad (2)$$

où  $N_1$  est la première différence de contraintes normales et  $\sigma$  la contrainte de cisaillement. Dans une large mesure, ces deux définitions sont équivalentes [16]. Dans la suite, nous utiliserons uniquement  $Wi = \dot{\gamma} \tau_R$ .  $Wi$  agit comme paramètre de contrôle, de façon analogue à  $Re$  pour un fluide newtonien. En augmentant  $Wi$ , un fluide viscoélastique aura tendance à transiter d'un écoulement unidimensionnel à un écoulement cohérent tridimensionnel se transformant éventuellement en turbulence [17-20]. Pour les solutions de polymères en géométrie courbée, les instabilités élastiques surviennent au-delà d'un seuil qui suit un critère dimensionnel général, établi par Pakdel et McKinley, correspondant à des valeurs de  $Wi$  entre 1 et 10 [13, 21]. Pour les micelles géantes, le seuil de l'instabilité en bandes de cisaillement est caractérisé par  $Wi \approx 1$  [1]. En conséquence, le long du plateau de contrainte et au-delà, le critère de Pakdel-McKinley est satisfait, suggérant que l'instabilité élastique pourrait être la cause des écoulements tridimensionnels observés pendant le régime en bandes de cisaillement [10].

Dans cet article, nous présentons une étude de l'écoulement de Taylor-Couette d'une solution de micelles géantes, pour des taux de cisaillement imposés correspondant au régime en bandes et à la seconde branche de la courbe d'écoulement ( $Wi > Wi_h = \dot{\gamma}_h \tau_R$ ). Cet article reprend des résultats récemment publiés [10, 22]. Nous montrons que, dès que la bande induite remplit entièrement l'entrefer de la géométrie ( $Wi > Wi_h$ ), les rouleaux disparaissent et un écoulement unidimensionnel est rétabli. Toutefois, après une légère augmentation du taux de cisaillement imposé, un nouveau seuil  $Wi_c$  est atteint, au-delà duquel une autre instabilité se développe, générant un écoulement chaotique qui présente

toutes les caractéristiques de la turbulence élastique. Cela indique que la phase induite dans le système en bandes peut en effet être instable élastiquement. De ces observations, nous proposons un scénario suggérant que les structures cohérentes observées pendant le régime en bandes sont dues à une instabilité élastique (en volume) de la bande sous haut taux de cisaillement.

## 2. Résultats et discussion

L'échantillon considéré est formé d'un mélange de bromure de cetyltriméthylammonium (CTAB) à 0,3 M et de nitrate de sodium ( $\text{NaNO}_3$ ) à 0,405 M dans de l'eau distillée. La température est fixée à 28°C. Dans le régime linéaire, le système a un comportement maxwellien, avec un seul temps de relaxation  $\tau_R = 0,23 \pm 0,02$  s et un module plateau  $G_0 = 238 \pm 5$  Pa. Dans le régime non-linéaire, sous cisaillement simple, ce système est bien connu pour présenter des bandes de cisaillement, séparées par une interface qui ondule suivant l'axe des cylindres, instabilité associée à la présence de rouleaux de Taylor [10, 23, 24]. Nos expériences sont réalisées dans une cellule de Couette cylindrique à cylindre intérieur tournant (hauteur  $H = 40$  mm, rayon intérieur  $R_i = 13,33$  mm, entrefer  $e = 1,13$  mm), montée sur un rhéomètre à contrainte imposée (Physica MCR301) utilisé en cisaillement contrôlé grâce à une boucle de rétroaction [10]. Les mesures rhéologiques sont réalisées simultanément avec des observations directes de l'échantillon dans le plan gradient de vitesse - vorticité ( $r, z$ ) au moyen d'une nappe laser radiale.

La Figure 1 représente le comportement rhéologique global de l'échantillon, pour  $Wi$  entre 0 et 34, ainsi que l'observation simultanée de la structure typique de l'écoulement dans le plan ( $r, z$ ). Pour  $Wi < Wi_l$ , l'entrefer de la cellule apparaît homogène (insert-a) et la branche correspondante sur la courbe d'écoulement est légèrement rhéo-fluidifiante. Entre  $Wi_l = 1,0 \pm 0,1$  et  $Wi_h = 26 \pm 1$ , la courbe d'écoulement présente un plateau : la contrainte de cisaillement reste quasi-constante et l'échantillon se sépare en deux bandes qui présentent des propriétés optiques différentes : l'une, contre la paroi fixe, est transparente tandis que la bande induite, localisée contre la paroi mobile, est légèrement turbide. L'interface entre les bandes est instable et ondule le long de la vorticité. L'écoulement s'organise alors en rouleaux de Taylor, principalement localisés dans la bande de haut taux de cisaillement (insert-b) [10]. Concentrons-nous maintenant sur la branche de haut taux de cisaillement ( $Wi > Wi_h$ ), où la phase induite remplit tout l'entrefer. Deux régimes différents

peuvent être observés:

(1) Pour  $Wi$  entre  $Wi_h$  et une valeur critique notée  $Wi_c = 30 \pm 0,5$ , la courbe d'écoulement est fortement rhéo-fluidifiante et les rouleaux disparaissent (insert-c). Toutes les méthodes utilisées dans la référence [10] pour identifier la présence de rouleaux dans ce régime ont échoué. L'écoulement au début de la seconde branche de la courbe d'écoulement est purement unidimensionnel, comme attendu dans le scénario classique.

(2) Pour  $Wi > Wi_c$ , la courbe d'écoulement présente un changement dramatique correspondant à un rhéo-épaississement apparent. Cette augmentation est due à la nouvelle structure de l'écoulement [17, 18], et non à la création d'une nouvelle structure induite [6].

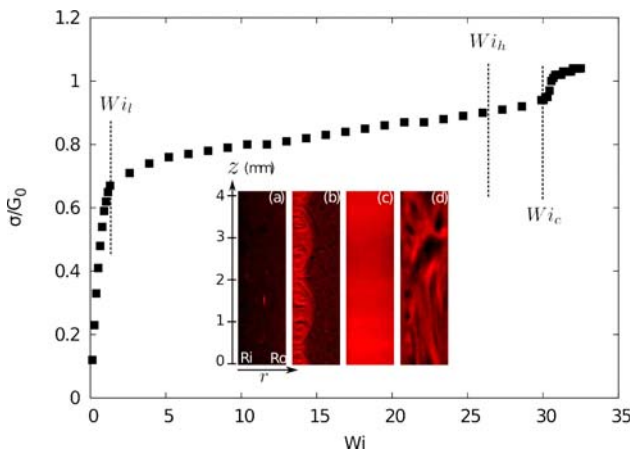


Figure 1. Contrainte de cisaillement adimensionnée  $\sigma/G_0$  en fonction du nombre de Weissenberg  $Wi$ . Les données sont collectées sous augmentation linéaire de  $Wi$  entre 0 et 34. Insert : vue du plan  $(r, z)$  pour différents  $Wi$ . Les cylindres intérieur et extérieur sont respectivement à gauche et à droite des images. (a)  $Wi < Wi_l$  : écoulement homogène à bas taux de cisaillement. (b)  $Wi_l < Wi < Wi_h$  : état en bandes. L'interface entre les bandes présente des oscillations de longueur d'onde augmentant avec la taille de la bande de haut taux de cisaillement, au sein de laquelle se développent les rouleaux de Taylor. (c)  $Wi_h < Wi < Wi_c$  : écoulement homogène de la phase induite. (d)  $Wi > Wi_c$  : écoulement turbulent de la phase induite.

En effet, comme le montre la Figure 1 (insert-d) ainsi que le film [16], au-delà de  $Wi_c$ , l'écoulement est extrêmement désorganisé et apparaît aléatoire dans l'espace et dans le temps. Ce comportement est fortement similaire à la turbulence purement élastique décrite par Groisman et Steinberg dans des solutions diluées et semi-diluées de polymères s'écoulant dans différentes géométries [17, 18]. D'après ces références, les caractéristiques princi-

pales de la turbulence élastique sont les suivantes : le mouvement du fluide est excité sur de nombreuses échelles de temps et d'espace et la résistance à l'écoulement et le taux de mélange augmentent de façon significative. De plus, la transition vers la turbulence est sous-critique, avec une hystérésis prononcée. En combinant des mesures mécaniques avec la visualisation directe de l'échantillon dans le plan  $(r, z)$ , nous pouvons caractériser précisément l'irrégularité de l'écoulement observé. Nous avons récemment réalisé cette étude [22] et confirmé que les caractéristiques de la turbulence élastique sont bien présentes dans l'écoulement de micelles géantes comme l'illustrent les figures 2 et 3.

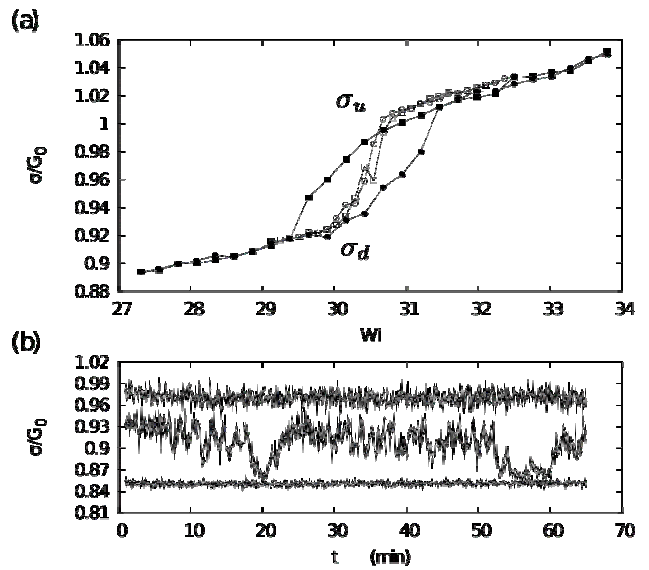


Figure 2. (a) Partie supérieure de la courbe d'écoulement ( $Wi > Wi_h$ ) obtenue pour des taux de cisaillements imposés croissant (cercles) et décroissant (carrés), pour deux temps d'échantillonnage : 2 s/point (symboles pleins) et 1 min/point (symboles évidés).  $\sigma_u$  et  $\sigma_d$  sont les bornes apparentes du saut de contrainte à  $Wi_c$ . (b) Évolution de la contrainte aux temps longs (entre 1 min et 1 h), pour différentes valeurs de  $Wi$ . De haut en bas :  $Wi = 32,8$  (complètement turbulent),  $Wi = 31,2$  (bistable),  $Wi = 30,1$  (complètement laminaire).

Sur la Figure 2, nous montrons que la transition vers l'écoulement turbulent s'accompagne d'un saut de contrainte. Ce rhéo-épaississement apparent est dû à l'accroissement de la résistance à l'écoulement dans le régime turbulent. Par ailleurs, tout comme la transition vers la turbulence élastique dans les solutions de polymères, la courbe d'écoulement présente une hystérésis. Le caractère sous-critique de la transition est également attesté par la Figure 2b qui montre la bi-stabilité de l'écoulement proche de la transition. Sur la Figure 3, nous montrons que les fluctuations de l'intensité réfléchiée par l'échantillon dans le plan  $(r, z)$  présentent effectivement un spectre de puissance algébrique. Que ce soit pour les

fluctuations spatiales à un instant donné, ou les fluctuations temporelles à une position donnée, nous pouvons identifier une loi de puissance.

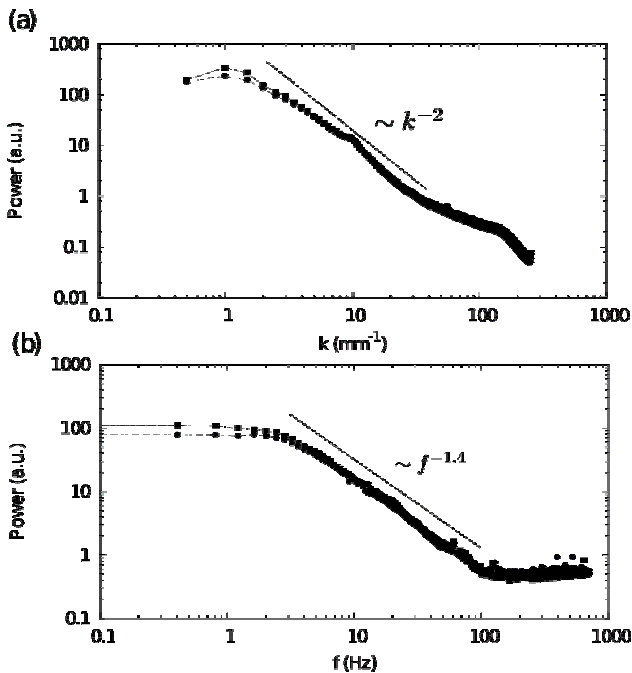


Figure 3. Spectres de Fourier moyen de l'intensité réfléchie par l'échantillon dans le plan  $(r, z)$  pour deux valeurs de  $Wi > Wi_c$ . Cercles:  $Wi = 31,5$ . Carrés:  $Wi = 33$ . (a) Spectre spatial. (b) Spectre temporel. Les détails du protocole d'obtention des spectres sont détaillés dans la référence [18].

En somme, le scénario complet que nous observons est le suivant : dans le régime de bandes de cisaillement, l'écoulement est instable vis-à-vis des perturbations le long de la vorticité et des rouleaux de Taylor se développent dans la bande de haut taux de cisaillement. La stabilité de l'écoulement est rétablie pour  $Wi_h < Wi < Wi_c$ , autrement dit, dès que la bande de haut taux de cisaillement remplit entièrement l'entrefer, jusqu'à un nombre de Weissenberg critique  $Wi_c$  au-delà duquel le système devient instable à nouveau et la turbulence se développe. Au regard de la succession classique d'instabilités rencontrées lorsque  $Wi$  augmente [19, 20], d'un écoulement unidimensionnel à un écoulement 3D non trivial formé de structures cohérentes, et finalement à la turbulence, la stabilité de l'écoulement dans l'intervalle  $Wi_h < Wi < Wi_c$  est intrigante. Une explication possible est liée au fait que les seuils d'instabilités hydrodynamiques dépendent en général fortement des conditions aux bords. Du point de vue de la phase induite, les conditions aux bords changent lorsque  $Wi$  augmente. En effet, pendant le régime en bandes de cisaillement, la phase de haut taux de cisaillement est confinée entre un mur rigide (le cylindre intérieur rotatif) et la

bande visqueuse qui agit comme un «bord mou». Par contre, pour  $Wi > Wi_h$ , la phase de haut taux de cisaillement est en contact direct avec les deux parois rigides de l'entrefer. Comme il advient pour de nombreux exemples d'instabilités, nous pouvons nous attendre à ce que le seuil d'instabilité soit plus faible pour des bords mous que pour des bords rigides [25], expliquant ainsi que la stabilité du système soit recouvr e lorsque la phase induite envahit tout l'entrefer. Une vision plus précise pourrait être obtenue en analysant uniquement le comportement de la phase sous haut taux de cisaillement et en considérant la phase visqueuse comme un bord élastique [26]. A proprement parler, le régime intermédiaire de stabilité pourrait également suggérer que l'instabilité le long du plateau de contrainte est due au mécanisme interfacial décrit en introduction, et l'instabilité de la branche à haut taux de cisaillement pour  $Wi > Wi_c$  est une turbulence élastique classique. L'analyse de stabilité ayant conduit à l'établissement du mécanisme interfacial a été réalisée en géométrie plane. Très récemment, Fielding a étendu cette analyse à l'écoulement de Taylor-Couette, afin de tester l'influence de la courbure des lignes de courant [27]. En utilisant un cadre théorique unique, elle suggère que les deux mécanismes, le mécanisme interfacial et le mécanisme d'instabilité élastique classique en volume, peuvent être observés pour différentes valeurs de la courbure des lignes de courant et de l'amplitude des contraintes normales. Cette première étude théorique mettant en regard bandes de cisaillement et instabilité élastique prédit que, dans une cellule avec une courbure similaire à celle que nous utilisons, le mécanisme interfacial est moins favorable.

### 3. Conclusion

En conclusion, nos observations expérimentales établissent clairement que bandes de cisaillement et instabilités élastiques peuvent être bien plus intriquées que présupposé jusque-là. Ces observations, jointes avec les travaux théoriques récents, permettent désormais de montrer que les dynamiques tridimensionnelles observées dans les écoulements en bandes de cisaillement en géométrie courb es sont engendrées par une instabilité élastique similaire à celle décrite pour les solutions de polymères.

### Remerciements

Les auteurs remercient J.L. Counord pour le développement de la cellule rhéo-optique, S. Asnacios, S. Fielding et A.N. Morozov pour les

discussions constructives et l'ANR JCJC-0020 pour le financement. M.A.F. tiens à remercier le GFR pour une bourse qui a permis la présentation de ce travail à l'AERC 2010.

## Références

- [1] J.F. Berret, Rheology of wormlike micelles: equilibrium properties and shear banding transition, In: *Molecular Gels* (Elsevier, New York, 2005).
- [2] M.E. Cates, S.J. Candau, Statics and dynamics of worm-like surfactant micelles, *J. Phys. Condens. Matter*, 2, 6869 (1990).
- [3] M.E. Cates, Reptation of living polymers: dynamics of entangled polymers in the presence of reversible chain-scission reactions, *Macromol.*, 20, 2289-2296 (1987).
- [4] S. Lerouge, J.F. Berret, Shear-induced transitions and instabilities in surfactant wormlike micelles, *Adv. Polym. Sci.* (Springer, Berlin/Heidelberg, 2009).
- [5] J.B. Salmon, A. Colin, S. Manneville, F. Molino, Velocity profiles in shear-banding wormlike micelles, *Phys. Rev. Lett.*, 90, 228303 (2003).
- [6] V. Herle, J. Kohlbrecher, B. Pfister, P. Fischer, E.J. Windhab, Alternating vorticity bands in a solution of wormlike micelles, *Phys. Rev. Lett.*, 99, 158302 (2007).
- [7] H. Azzouzi, J.P. Decruppe, S. Lerouge, O. Greffier, Temporal oscillations of shear stress and scattered light in a shear-banding-shear-thickening micellar solution, *Eur. Phys. J. E.*, 17, 507-514 (2005).
- [8] S.M. Fielding, Complex dynamics of shear banded flows, *Soft Matter*, 2, 1262-1279 (2007).
- [9] M.E. Cates, S.M. Fielding, Rheology of giant micelles, *Adv. Phys.*, 55, 799-879 (2006).
- [10] M.A. Fardin, B. Lasne, O. Cardoso, G. Gregoire, M. Argentina, J.P. Decruppe, S. Lerouge, Taylor-like vortices in shear-banding flow of giant micelles, *Phys. Rev. Lett.*, 103, 028302 (2009).
- [11] S. Fielding, Linear instability of planar shear banded flow, *Phys. Rev. Lett.*, 95, 134501 (2005).
- [12] S. Fielding, Vorticity structuring and velocity rolls triggered by gradient shear bands, *Phys. Rev. E* 76, 016311 (2007).
- [13] R.G. Larson, E.S.G. Shaqfeh, S.J. Muller, A purely elastic instability in Taylor-Couette flow, *J. Fluid Mech.*, 218, 573-600 (1990).
- [14] R.G. Larson, Instabilities in viscoelastic flows, *Rheol. Acta*, 31, 213-263 (1992).
- [15] B.M. Baumert, S.J. Muller, Flow regimes in model viscoelastic fluid in a circular Couette system with independently rotating cylinders, *Phys. Fluids*, 9, 566 (1997).
- [16] See supplementary material at *Phys. Rev. Lett.* 104, 178303 for supplemental figures and movie. <http://link.aps.org/supplemental/10.1103/>
- [17] A. Groisman, V. Steinberg, Elastic turbulence in a polymer solution flow, *Nature*, 405, 53-55 (2000).
- [18] A. Groisman, V. Steinberg, Elastic turbulence in curvilinear flows of polymer solutions, *New J. Phys.* 6, 29 (2004).
- [19] R.G. Larson, Turbulence turns elastic, *Nature*, 405, 27-28 (2000).
- [20] A.N. Morozov, W. van Saarloos, An introductory essay on subcritical instabilities and the transition to turbulence in visco-elastic parallel shear flows, *Phys. Rep.*, 447, 112-143 (2007).
- [21] P. Pakdel, G.H. McKinley, Elastic instability and curved streamlines, *Phys. Rev. Lett.*, 77, 2459-2462 (1996).
- [22] M.A. Fardin, D. Lopez, J. Croso, G. Grégoire, O. Cardoso, G. H. McKinley, S. Lerouge, Elastic turbulence in shear banding wormlike micelles, *Phys. Rev. Lett.*, 104, 178303 (2010).
- [23] S. Lerouge, M. Argentina, J.P. Decruppe, Interface instability in shear-banding flow, *Phys. Rev. Lett.*, 96, 088301 (2006).
- [24] S. Lerouge, M.A. Fardin, M. Argentina, G. Gregoire, O. Cardoso, Interface dynamics in shear-banding flow of giant micelles, *Soft Matter*, 4, 1808-1819 (2008).
- [25] F.H. Busse, Transition to turbulence in Rayleigh-Bénard convection, In: *Hydrodynamics instabilities and the transition to turbulence*, H. L. Swinney, J. P. Gollub Eds. (Springer, Berlin, 1981).
- [26] V. Gkanis, S. Kumar, Instability of creeping Couette flow past a neo-Hookean solid, *Phys. Fluids*, 15, 2864 (2003).
- [27] S. Fielding, Viscoelastic Taylor-Couette instability of shear banded flow, *Phys. Rev. Lett.*, 104, 198303 (2010).

[Abridged English version]

### Elastic instability in the shear banding flow of giant micelles

We study the dynamics of the Taylor-Couette flow of a giant micelles solution undergoing a shear banding transition. In the banding regime, the flow is organized into Taylor-like vortices mainly located in the high shear rate band. For imposed shear rates above the banding regime, the flow becomes turbulent. The coherent structures and the turbulence are interpreted in terms of purely elastic instability, a feature only observed in polymer solutions until now.