

Mise en évidence de l'intensification des transferts dans l'écoulement de Von Karman en régime de turbulence élastique.

Boubou TRAORE, Cathy CASTELAIN*, Teodor BURGHELEA

Laboratoire de Thermocinétique de Nantes, LTN UMR CNRS 6607
Polytech, La Chantrerie, rue Christian Pauc 44306 Nantes, cedex03

*(auteur correspondant : cathy.castelain@univ-nantes.fr)

Résumé - La conception d'échangeurs performants doit aboutir à un compromis entre une augmentation des performances thermiques et une minimisation des pertes de charge. Depuis une dizaine d'années, de nombreux systèmes « miniaturisés » ont été étudiés. Dans ce cas, les nombres de Reynolds atteignent de très faibles valeurs et l'utilisation du régime d'advection chaotique « classique » requiert un design particulier de microcanaux tridimensionnels, design impossible à réaliser à cette taille. Un moyen alternatif est d'introduire une source de non-linéarité dans les équations hydrodynamiques, autrement que par le terme d'inertie en utilisant des fluides complexes. L'objectif de cette étude est de mettre en évidence que le mouvement aléatoire d'un fluide en régime de turbulence élastique augmente le transfert thermique, et de relier le temps caractéristique des fluctuations de température à celui du temps de relaxation du polymère.

Nomenclature

d	distance entre les plaques, m	<i>Symboles grecs</i>	
L	dimension caractéristique, m	λ	temps de relaxation, s
P	pression, Pa	ν	viscosité cinématique, $m.s^{-2}$
R	rayon du disque, m	τ	contrainte, Pa
Re	nombre de Reynolds	$\dot{\gamma}$	gradient de vitesse, s^{-1}
t	temps, s	<i>Indices et exposants</i>	
T	température, K	a	advection
T_m	couple du moteur du rhéomètre	dv	diffusion visqueuse
V	vitesse, $m.s^{-1}$	m	moyenne
Wi	nombre de Weissenberg		

1. Introduction

L'intensification du transfert de masse et de chaleur est importante dans de nombreuses applications industrielles. Une liste non-exhaustive de telles applications inclut celles dans l'industrie alimentaire (traitement mécanique et thermique doux des produits alimentaires), l'industrie cosmétique (formulation de crèmes, des gels, des parfums etc) et l'industrie pharmaceutique.

Un exemple plus spécifique vient de l'industrie des semi-conducteurs, des microprocesseurs. Pour augmenter la puissance CPU pour les petits systèmes électroniques « grand public », type smartphone, il faut développer de nouvelles méthodes efficaces pour dissiper la chaleur dégagée. Une méthode efficace et bon marché pour refroidir des systèmes de petite taille est obtenue par circulation de fluide.

Dans le cas des écoulements linéaires, laminaires et établis, de fluides fortement visqueux, les seuls mécanismes de transport possibles sont la conduction (thermique) et la diffusion

(moléculaire). Ils se révèlent, dans de nombreuses applications, insuffisants. Dans de telles situations, il est obligatoire de générer de la turbulence, qui peut transférer efficacement à différentes échelles. Dans le cas des fluides newtoniens, l'écoulement devient turbulent pour de grandes valeurs de nombre de Reynolds (Re). Dans ce cas le flux liquide (fluide) se développe vers un état hydrodynamique turbulent inertiel entièrement développé qui promeut un transfert efficace tant de masse que de la chaleur. Cependant, il existe un certain nombre de situations, où travailler à haut nombre de Reynolds devient presque impossible, comme par exemple dans les écoulements en microcanaux, où de par la faible taille des canaux, des valeurs élevées du nombre de Reynolds, engendrent des pertes de charges conséquentes.

Les écoulements chaotiques ont prouvé leur capacité à transporter efficacement la température, les traceurs passifs ou réactifs. Depuis le premier travail d'Aref [1] sur les écoulements 2D périodiques en temps, de nombreux auteurs ont étudié l'augmentation du transfert de masse et de chaleur en régime d'advection chaotique, dans différentes configurations [2,3,4]. L'advection chaotique a aussi prouvé son efficacité pour transporter efficacement la chaleur [5,6]. La capacité des écoulements chaotiques à transporter efficacement les champs de scalaires est due aux étirements et repliements continus dans un repère Lagrangien qui permettent d'arriver à des échelles spatiales très petites, et proches de la diffusion/conduction moléculaire.

Les écoulements laminaires chaotiques sont réalisés par un design particulier (écoulement annulaire rotatif excentré, vortex clignotants, écoulement de Dean alterné...). La limitation principale est la diminution du transfert de masse ou de chaleur pour les faibles nombres de Reynolds. Même si l'advection chaotique laminaire peut être obtenue pour de très faibles nombres de Reynolds (de l'ordre de 1), ceci nécessite un design de microcanaux tridimensionnels relativement complexe, qui est souvent impossible à réaliser. Un moyen alternatif de générer un écoulement chaotique qui résout le problème est d'introduire une source de non-linéarité dans les équations hydrodynamiques autre que celle induite par l'inertie. Cette source de non-linéarité est introduite par la dépendance non-linéaire entre la contrainte et le taux de cisaillement. Ceci peut être obtenu en utilisant des fluides complexes, constitués de blocs de longues chaînes moléculaires qui peuvent interagir de façon non-linéaire avec l'écoulement. Un exemple de ce type d'écoulement chaotique est la Turbulence Élastique.

La Turbulence Élastique est un état hydrodynamique chaotique observé dans les écoulements curvilignes de solutions diluées de polymères de haut poids moléculaire [7]. La contribution élastique non linéaire des molécules de polymères est quantifiée par le nombre de Weissenberg (Wi), qui reflète le rapport entre les effets non-linéaires du cisaillement et de la relaxation dans un écoulement. Il est défini par le produit entre le temps de relaxation du polymère et l'échelle des gradients de vitesse, $Wi = \lambda \dot{\gamma}$. La Turbulence Élastique est seulement déclenchée par les contraintes élastiques non linéaires générées par les étirements linéaires des molécules de polymères dans l'écoulement. Ces étirements apparaissent pour de grands nombres de Weissenberg et à des nombres de Reynolds même faibles. La Turbulence Élastique peut apparaître pour de très faibles nombres de Reynolds et peut donc avoir des applications en microfluidique.

L'efficacité du mélange d'un scalaire passif en régime de Turbulence Élastique a été mise en évidence pour la première fois dans un canal curvilinéaire de taille macroscopique, très rapidement après la découverte de la Turbulence Élastique [8]. Les expériences de mélange ont été conduites en injectant de chaque côté deux solutions de polymère identiques (l'une d'entre elles contenait une faible concentration de fluorescéine). Cette étude a mis en évidence une efficacité de mélange supérieure de deux ordres de grandeur à celle obtenue

dans le cas où seule la diffusion moléculaire peut générer le mélange pour de si faibles nombres de Reynolds ($Re \approx 1$). Cette méthode de mélange à bas nombre de Reynolds a déjà été brevetée [9]. Les études de mélange ont été étendues à des écoulements de type « swirl » (écoulement entre deux plans parallèles [10]).

L'augmentation de l'efficacité du mélange dans des écoulements macroscopiques avec des effets inertiels faibles (petites valeurs du nombre de Reynolds) a encouragé les chercheurs à regarder les propriétés de mélange dans des systèmes microfluidiques. Les résultats obtenus par [10] ont été reproduits par [11,12] mais pour des très faibles valeurs du nombre de Reynolds ($Re \approx 10^{-5}$).

L'objectif de cette étude est de comprendre comment le mouvement aléatoire d'un fluide en régime de turbulence élastique peut augmenter le transfert thermique dans des géométries macros ou micros. Les travaux présentés ici ont été réalisés dans le cas d'un écoulement de Von Karman entre deux plans parallèles afin de mettre en évidence l'intensification des transferts thermiques en régime de turbulence élastique. La combinaison des mesures thermiques et d'écoulement dans le temps et l'espace devrait permettre d'avoir une description spatio-temporelle de l'influence de la turbulence élastique sur le transfert de chaleur.

2. Présentation de la turbulence élastique

L'écoulement de l'eau peut être décrit à partir de la seule connaissance de sa viscosité et sa densité, comme c'est le cas pour beaucoup d'autres fluides qualifiés de newtoniens. Cependant d'autres matériaux s'écoulent selon des lois plus compliquées et sont rassemblés sous la bannière des fluides complexes, ou fluides non-newtoniens.

2.1. Equations de mouvement

Pour les fluides newtoniens, les écoulements deviennent instables sous l'effet du terme inertiel, $(\vec{V}\vec{V})\vec{V}$, des équations de Navier-Stokes (1):

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V}\vec{V})\vec{V} = -\frac{\vec{\nabla} p}{\rho} + \nu \Delta \vec{V} \quad (1)$$

Où p et ρ sont la pression thermodynamique et la densité du fluide.

L'importance de ce terme inertiel dans la dynamique des fluides est donnée par la valeur du nombre de Reynolds $Re = \frac{V.L}{\nu}$; où V est la vitesse caractéristique de l'écoulement, L est la dimension caractéristique de la géométrie d'écoulement et ν est la viscosité cinématique. Ce nombre adimensionnel, Re , peut être défini comme le rapport de deux temps : le temps de diffusion visqueuse $t_{vd} = \frac{L^2}{\nu}$ et le temps d'advection $t_{ad} = \frac{L}{V}$ [14].

Contrairement aux fluides simples, les fluides complexes (polymères, émulsions, mousses...) sont structurés à l'échelle « mésoscopique », qui correspond par exemple à la longueur d'enchevêtrement pour les solutions de polymère ou à la taille des bulles dans les mousses. Une telle échelle de taille fournit de nouveaux degrés de liberté qui peuvent être excités par un écoulement : l'écoulement change la structure du fluide, qui en retour modifie l'écoulement lui même. En effet, une pelote de polymère plongée dans un solvant est facilement déformée par un écoulement (de par sa grande taille), contrairement à son monomère. Une déformation d'une chaîne de polymère par rapport à son état d'équilibre s'accompagne d'une force de rappel élastique d'origine entropique et sa dynamique en

solution résulte de la compétition entre son élasticité et la friction exercée par le solvant. Le couplage rétroactif qui s'établit entre l'écoulement et la réponse du polymère conduit à des propriétés rhéologiques riches et très différentes de celles du solvant seul. Cette rétroaction est souvent associée à un temps caractéristique λ , et pour de nombreux systèmes, les dynamiques supplémentaires se traduisent à l'échelle macroscopique par une relation non linéaire entre les contraintes dans le fluide et les gradients de vitesse des écoulements dans le fluide. La non-linéarité supplémentaire dans les équations du mouvement (2) de ces fluides est souvent de type « élastique » [15].

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \nabla) \vec{V} = -\frac{\vec{\nabla} p}{\rho} + \left(\frac{\eta_s}{\rho}\right) \nabla^2 \vec{V} + \nabla \tau_p / \rho \quad (2)$$

Ici, η_s est la viscosité du solvant et τ_p est la part du tenseur de contraintes due à la présence de molécules de polymère. Dans ce cas, l'importance du nouveau terme non-linéaire dans la dynamique d'un fluide est donnée par la valeur du nombre de Weissenberg Wi . De façon similaire à Re , Wi peut être défini par le rapport de deux temps : le temps λ associé aux degrés de liberté mésoscopiques, et le temps d'advection, $Wi = \frac{\lambda}{t_{ad}} = \lambda \cdot \dot{\gamma}$, $\dot{\gamma} = 1/t_{ad}$ étant le taux de cisaillement caractéristique.

L'écoulement a une dynamique non triviale à de nombreuses échelles d'espace et de temps. Lorsque Wi est grand, même pour des Reynolds négligeables, on peut observer un phénomène de turbulence appelée « turbulence élastique ».

3. Présentation du dispositif expérimental et des fluides utilisés

3.1. Dispositif expérimental et procédure

Le dispositif expérimental est représenté schématiquement sur la figure 1. Il est installé dans une pièce climatisée (régulation de la température à $0,1$ °C). Le fluide est contenu dans une cavité cylindrique à fond plat (plaque inférieure). La plaque tournante (P) qui vient toucher la surface libre du fluide est montée sur l'arbre d'un rhéomètre (R), HAAKE MARS (Modular Advanced Rheometer System). Celui-ci permet de contrôler la vitesse de rotation de la plaque, Ω , ou le couple du moteur, T_m . La contrainte moyenne, σ_m , sur la plaque supérieure s'obtient via l'équation $T_m = \sigma_m \int r dS$. Ce qui donne $\sigma_m \equiv 3T/(2\pi R^3)$, R étant le rayon du disque tournant. La vitesse de déformation, $\dot{\gamma}$, est donnée par la relation $\dot{\gamma} = \Omega R/d$, avec d , la distance entre les deux plaques. La cuve cylindrique repose sur une deuxième cuve (CFB) dans laquelle circule de l'eau destinée à chauffer ou refroidir le fluide polymérique. La circulation de l'eau est assurée par un bain thermostaté. Six petits tuyaux à l'entrée et six à la sortie entraînent un écoulement d'eau turbulent permettant d'obtenir une température uniforme à la base de la cuve cylindrique. Pour les mesures thermiques, six thermocouples ($T_{c1, \dots, 6}$) mobiles suivant R sont placés sur une face latérale de la cuve cylindrique. Les deux cuves sont en plexiglas afin de pouvoir éclairer le fluide en vue d'une caractérisation du champ d'écoulement par PIV. Un miroir orienté à 45° , est placé en dessous des cuves pour la visualisation de l'écoulement et la mesure de champs des vitesses.

3.2. Choix du fluide viscoélastique : solution de polyacrilamide

Comme fluide viscoélastique, nous employons une solution de polyacrilamide (PAAM) de grande masse molaire, 17 à $18 \cdot 10^6$ g/mol (indication du fabricant). Ce polymère, très utilisé pour ces types d'expérience, s'avère être remarquablement stable en terme de dégradation mécanique, ce qui nous permet d'atteindre des valeurs élevées de Weissenberg et d'explorer des régimes d'écoulement fortement non-linéaires. La grande masse molaire du polymère entraîne un temps caractéristique de relaxation relativement élevé, de 3 à 10 s. La préparation

de la solution se fait en deux étapes. Nous préparons d'abord une solution aqueuse très concentrée, 1500 ppm (0,15%), en dissolvant le polymère en poudre dans de l'eau. Nous y rajoutons de l'azide de sodium, en très faible quantité (0,025%), pour la prévention d'éventuelles bactéries. Ensuite, la solution est diluée à une concentration de 100 ppm (0,01%) en utilisant comme solvant l'eau sucrée très concentrée, 66% (limite de solubilité du sucre dans l'eau), afin de maximiser le temps caractéristique de la solution et d'avoir ainsi, les nombres de Reynolds les plus faibles ($Re < 1$) pour séparer la non-linéarité élastique de celle due à l'inertie. La thermodépendance des propriétés rhéologiques a été mesurée dans la gamme de température de l'étude.

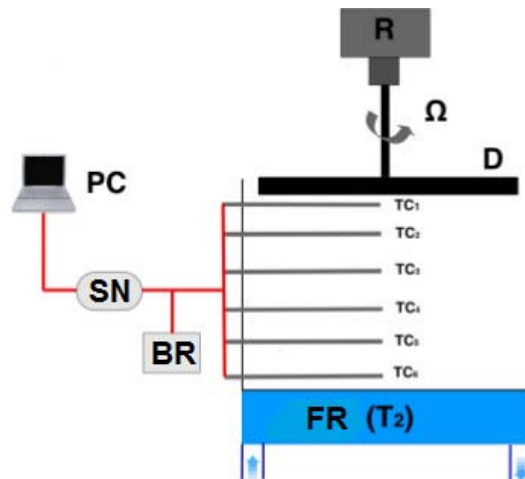


Figure 1 : Dispositif expérimental. **D** : disque tournant, **R** : rhéomètre, **FR** : fluide de refroidissement, **SN** : conditionnement du signal numérique, **BR** : boîte de référence, **Tc_{1...6}** : thermocouples mobiles.

4. Présentation des résultats

4.1. Caractérisation rhéologique

La principale caractéristique de la turbulence élastique est la forte augmentation de la résistance de l'écoulement au seuil de l'instabilité [16]. Dans le cas de l'écoulement de Karman, la résistance à l'écoulement équivaudrait à la puissance motrice, $P = T \cdot \Omega$, nécessaire pour faire tourner la plaque supérieure [17].

La première expérience que nous réalisons consiste à faire varier lentement le taux de cisaillement du fluide (augmentation puis diminution) et à suivre l'évolution de la contrainte sur la plaque. Ce qui nous permet d'obtenir la variation de la puissance, P , en fonction du taux de cisaillement, $\dot{\gamma}$, puis du nombre de Weissenberg, $Wi = \lambda (\dot{\gamma}) \dot{\gamma}$. Le temps de relaxation, λ , a été mesuré à différentes valeurs de $\dot{\gamma}$, allant de $0,2 \text{ s}^{-1}$ à $1,2 \text{ s}^{-1}$, en faisant des tests en oscillation [18] et en utilisant le modèle de Maxwell [19]. Il en ressort que : $\lambda = 18,26 \cdot \dot{\gamma}^{-0,22}$ (voire figure 2). Sur la figure 3 est représentée la variation de P/P_{lam} en fonction du nombre de Weissenberg. P_{lam} étant la puissance mesurée en régime laminaire ($P_{lam} = Wi^{3,1}$). On peut observer une transition nette qui se produit à $Wi_c = 6,02$. Le nombre de Reynolds, Re , correspondant étant de $0,16$, l'instabilité ne peut être d'origine inertielle. Cette transition présente une hystérésis typique à l'instabilité purement élastique [20]. On distingue ainsi, sur la figure 3, trois zones caractérisant les trois différents régimes : laminaire (L), transitoire (T) et turbulent (ET). Ces résultats vont nous permettre de choisir nos paramètres de travail pour être dans la gamme de régime de turbulence élastique.

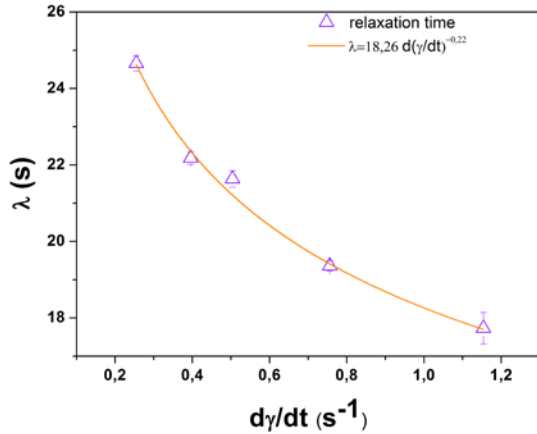


Figure 2 : Temps de relaxation en fonction du taux de cisaillement.

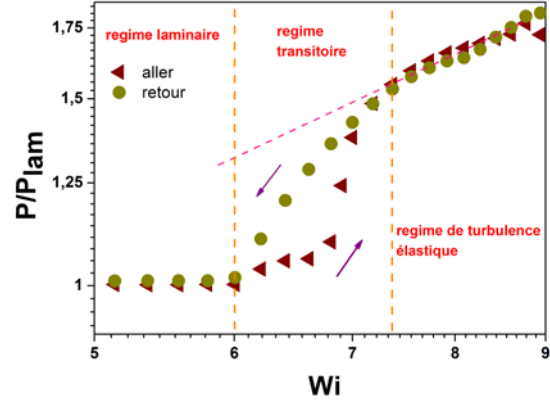


Figure 3 : Variation de la puissance en fonction du nombre de Weissenberg

4.2. Mise en évidence de l'intensification des transferts de chaleur

Afin de vérifier l'amélioration du transfert de chaleur dans le fluide en régime de turbulence élastique, nous combinons les mesures rhéologiques aux mesures thermiques. Le fluide est refroidi, de 23°C (température ambiante) à 16°C, pendant que la plaque tourne à vitesse constante. L'expérience est répétée à différentes valeurs de vitesse de rotation de la plaque pour voir l'évolution de la température dans le temps en fonction du nombre de Weissenberg. La figure 4 montre les signaux d'un thermocouple, placé à une distance de 35 mm de la base de la cuve et à la position $r=0$ (centre de la cuve), pour différentes valeurs du nombre de Weissenberg. Les mesures sont normalisées par rapport à la température initiale. Il apparait clairement que le transfert de chaleur est plus intense en régime de turbulence élastique ($Wi=11,07$). Cette amélioration de transfert peut être quantifiée en comparant les vitesses de refroidissement déduites des courbes de température. En effet, ces courbes évoluent en loi de puissance dans leurs parties supérieures. Ainsi, en utilisant un ajustement via une équation du type $a \cdot x^{-b}$, on peut déduire la valeur de b qui représente la pente de la courbe en coordonnées logarithmiques. Sur la figure 5 on peut voir que la vitesse de refroidissement, b , est trois fois plus élevée en régime de turbulence élastique que dans le cas laminaire.

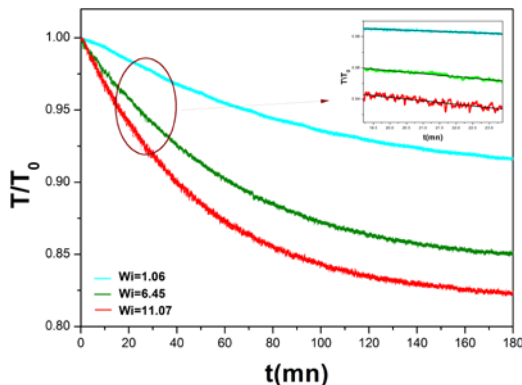


Figure 4 : Variation de la température normalisée par rapport à la température initiale T_0 , en fonction du temps pour les nombres de Weissenberg, $Wi=1,06, 6,45$ et $11,07$

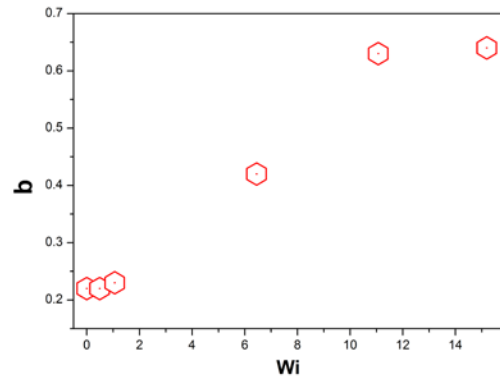


Figure 5 : Variation de l'exposant b de la loi de puissance (Partie supérieure de la courbe de température) $y=a \cdot x^{-b}$, en fonction de Wi .

Pour vérifier le caractère turbulent de l'écoulement, une analyse des fluctuations de mesure de température a été effectuée. Sur la figure 6 sont représentées les fluctuations des signaux réduits (valeurs réelles diminuées des valeurs moyennes) de température. Nous avons subdivisé ces signaux en parties égales puis calculé l'amplitude moyenne dans chaque segment afin d'observer l'évolution de l'amplitude des fluctuations dans le temps. Sur la figure 7 on présente les valeurs d'amplitude des fluctuations pour différentes valeurs de Weissenberg. Nous observons que, en régime de turbulence élastique, les fluctuations sont très importantes au tout début du refroidissement, environ trois fois plus que dans le cas laminaire. Ensuite, l'amplitude décroît progressivement avec le temps au fur à mesure que le gradient de température devient faible. En régime laminaire, les fluctuations sont très faibles et ne varient pas dans le temps. Elles sont dues uniquement au bruit instrumental. Ainsi, les courbes de distribution de probabilité (PDF) sont des gaussiennes (figure 8). Alors que pour les valeurs élevées de Weissenberg, les PDF ne suivent pas une loi gaussienne. Les fluctuations de mesure de température qui sont dues au mouvement aléatoire du fluide de-corrèlent assez rapidement (figure 9), en un temps caractéristique du même ordre de grandeur que le temps de relaxation des polymères.

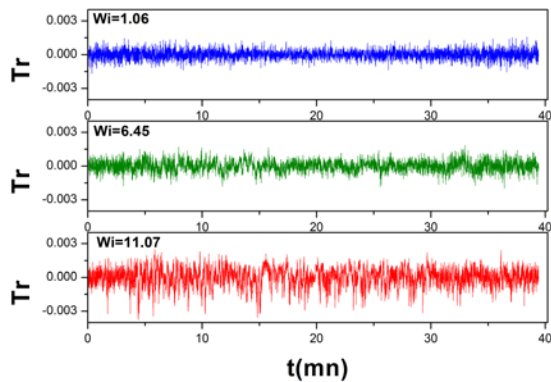


Figure 6 : Fluctuations des signaux réduits (valeurs réelles moins valeurs moyennes).

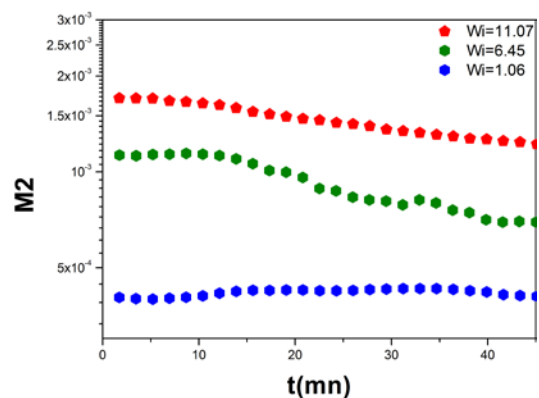


Figure 7 : Variation de l'amplitude des fluctuations au cours du temps.

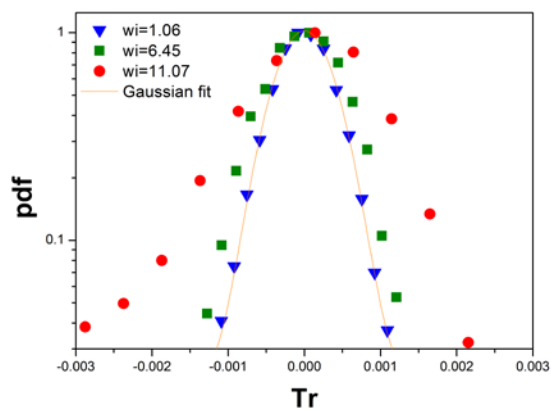


Figure 8 : Courbes de distribution de probabilité pour différents Weissenberg.

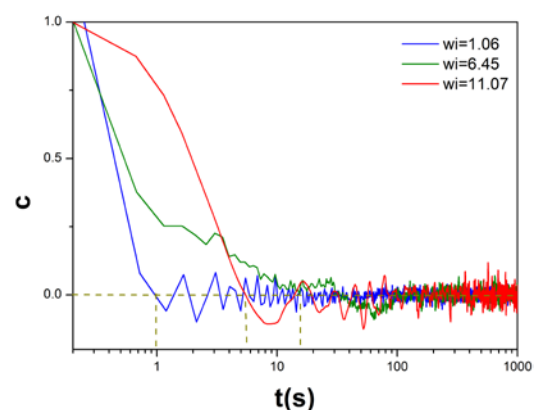


Figure 9 : corrélation des fluctuations de température pour différents Weissenberg.

5. Conclusions

Nous avons étudié l'écoulement de Von Karman d'une solution diluée de polymère flexible à très grande masse. Les résultats rhéologiques obtenus sont conformes à la littérature; l'instabilité élastique est observée au delà du nombre de Weissenberg critique, $Wi_c = 6$. Les premières mesures thermiques indiquent une intensification des transferts dans l'écoulement

en régime de turbulence élastique. La vitesse de refroidissement est trois fois plus importante en régime de turbulence élastique que dans le cas laminaire. Une analyse statistique des fluctuations de mesure de température a été effectuée. Il en ressort que dans le cas laminaire les fluctuations sont uniquement dues au bruit instrumental puisque la distribution de probabilité est une gaussienne. Ce qui n'est pas le cas des mesures obtenues en régime de turbulence élastique et pour lesquelles les fluctuations de-corrèlèrent pendant un temps caractéristique comparable au temps de relaxation des polymères.

Références

- [1] Aref, H. (1984). Stirring by chaotic advection. *Journal of Fluid Mechanics*, 143, 1-21.
- [2] Jones, S. W., Thomas, O. M., & Aref, H. (1989). Chaotic advection by laminar flow in a twisted pipe. *Journal of Fluid Mechanics Digital Archive*, 209(-1), 335-357.
- [3] Castelain, C., Mokrani, A., Guer, Y. L., & Peerhossaini, H. (2001). Experimental study of chaotic advection regime in a twisted duct flow. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 20(2), 205 - 232.
- [4] Khakhar, D., Franjione, J., & Ottino, J. (1987). A case study of chaotic mixing in deterministic flows: The partitioned-pipe mixer. *Chemical Engineering Science*, 42(12), 2909 - 2926.
- [5] Chang, H.-C. (1994). Application of chaotic advection to heat transfer. *Chaos, Solitons and Fractals*, 6, 955-975.
- [6] Mokrani, A., Castelain, C., & Peerhossaini, H. (1997). The effects of chaotic advection on heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 40(13), 3089 - 3104.
- [7] Groisman, A., & Steinberg, V. (2000). Elastic turbulence in a polymer solution flow. *Nature*, 405, 53.
- [8] Groisman, A., & Steinberg, V. (2001). Efficient mixing at low Reynolds numbers using polymer additives. *Nature*, 410, 905.
- [9] Groisman, A., & Steinberg, V. (2003). Device and method for mixing substances. US patent No. 6, 632, 014.
- [10] Burghelca, T., Segre, E., & Steinberg, V. (2007). Elastic turbulence in a von Karman swirling flow between disks. *Phys. Fluids*, 19, 053104.
- [11] Burghelca, T., Segre, E., & Steinberg, V. (2004a). Mixing by polymers: Experimental test of decay regime of mixing. *Phys. Rev. Lett.*, 92, 164501.
- [12] Burghelca, T., Segre, E., Bar-Joseph, I., Groisman, A., & Steinberg, V. (2004). Chaotic flow and efficient mixing in a microchannel with a polymer solution. *Phys. Rev. E*, 69, 066305.
- [13] Tritton D J 1988 *Physical Fluid Dynamics* (Oxford: Clarendon).
- [14] Landau L D and Lifschitz E M 1987 *Fluid Mechanics* (Oxford: Pergamon).
- [15] Bird R B, Curtiss C F, Armstrong R C and Hassager O 1987 *Dynamics of Polymeric Liquids* (New York: Wiley).
- [16] Magda J J and Larson R G 1988 *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* **30** 1.
- [17] Groisman A and Steinberg V 1998 *Phys. Fluids* **10** 2451.
- [18] Byars J A, Oztekin A, Brown R A and McKinley G H 1994 *J. Fluid Mech.* **271** 173.
- [19] Larson R G, Shaqfeh E S G and Muller S J 1990 *J. Fluid Mech.* **218** 573.
- [20] Groisman A and Steinberg V 1998 *Europhys. Lett.* **43** 165.