

# Transition vers la turbulence pour un fluide non Newtonien dans une conduite cylindrique. Mise en évidence expérimentale d'un écoulement chaotique induit par la stratification de la viscosité

A. ESMAEL, C. NOUAR, A. LEFÈVRE, S. A. BAHRANI

LEMTA, UMR 7563 CNRS-INPL-UHP)  
2, Avenue de la Forêt de Haye, BP. 160, 54504 Vandoeuvre-Lès-Nancy.

## Résumé :

*On présente des résultats expérimentaux sur la transition vers la turbulence en conduite cylindrique pour un fluide rhéofluidifiant, i.e., un fluide dont la viscosité décroît en augmentant le cisaillement. Des profils de vitesse axiale sont mesurés à différentes positions axiales et azimutales pour une large gamme de valeurs du nombre de Reynolds  $Re$ . Il a été constaté que les profils de vitesse étaient symétriques en régimes laminaire et turbulent et présentaient une asymétrie croissante avec  $Re$  durant pratiquement toute la phase de transition. Les observations expérimentales suggèrent l'existence d'une structure cohérente robuste constituée de deux rouleaux longitudinaux contrarotatifs. L'analyse statistique des fluctuations de la vitesse axiale mettent en évidence, pour la première fois, l'existence d'une turbulence faible générée par le caractère rhéofluidifiant du fluide. Cette turbulence se caractérise par (i) une loi de puissance en  $f^{-3}$  sur pratiquement une décade, (ii) une très faible intermittence et (iii) une échelle intégrale qui augmente le long de l'écoulement et devient du même ordre de grandeur que la longueur de la conduite. A cela, il faut rajouter une très faible dissipation : le coefficient de frottement reste pratiquement au même niveau qu'en laminaire.*

## Abstract :

*We present experimental results on the transition to turbulence in a cylindrical pipe for a shear-thinning fluid, i.e., a fluid for which the effective viscosity decreases with increasing the shear rate. Axial velocity profiles are measured at different axial and azimuthal positions for a large range of Reynolds number  $Re$ . It was observed that the mean, i.e., time averaged, velocity profiles are axisymmetric in the laminar and turbulent regimes, and present an increasing asymmetry with increasing  $Re$  in the transitional regime. The experimental observations suggest the existence of a robust coherent structure characterized by two counter-rotating longitudinal vortices. The statistical analysis of the axial velocity fluctuations show that a weakly turbulent flow may be induced the shear-thinning behavior of the fluid. The main features of this weak turbulent flow are : (i) Spectrum with a power-law scaling  $f^{-3}$  on practically one decade, (ii) very weak intermittency and (iii) an intergrale scale which increases along the flow and becomes of the same order as the length of the pipe. In addition the system is weakly dissipative : the friction factor remains at the same level as in laminar regime.*

**Mots clefs :** transition laminaire-turbulent, fluide rhéofluidifiant, conduite cylindrique

## 1 Introduction

La compréhension des mécanismes de transition laminaire-turbulent pour un fluide Newtonien en écoulement dans une conduite cylindrique a fait l'objet d'un très grand nombre de travaux depuis plus d'un siècle. Cependant, ce n'est que durant cette dernière décennie que des progrès majeurs ont été apportés. En se basant sur le cycle d'auto-entretien de la turbulence (Self-Sustaining-Process) proposé par Waleffe [1], Faisst et Eckhardt[2] et par la suite Wedin et Kerswell [3] ont découvert une nouvelle classe de solutions numériques des équations de Navier-Stokes. Ces solutions se présentent sous forme d'ondes non linéaires périodiques en azimut et dans la direction axiale. Elles forment une base de structures cohérentes sur laquelle la transition s'organise. Elle apparaissent par une bifurcation noeud-col et sont immédiatement instables. Ces solutions sont similaires sur les plans qualitatif et quantitatif aux structures observées expérimentalement et sont de ce fait appelées "structures cohérentes exactes".

Concernant la transition vers la turbulence pour des fluides non-Newtoniens, très peu de travaux existent dans la littérature, en dépit de l'importance de ce problème dans de nombreux procédés industriels. Néanmoins, la littérature existante est très pertinente. Des articles récents ont mis en évidence un résultat inattendu. En effet, lors de la transition vers la turbulence, les profils de vitesse axiale mesurés présentent une asymétrie

croissante avec le nombre de Reynolds. Cette asymétrie est très stable et reproductible. En régimes laminaire et turbulent les profils de vitesse axiale sont axisymétriques. Ces observations ont été faites indépendamment d'abord par Escudier et Presti [4] pour une suspension de Laponite et ensuite par Peixinho *et al.* [5] pour une solution de Carbopol neutralisée. Les deux groupes d'auteurs ont ensuite publié un article commun [6] pour souligner cet effet. Ils ont reporté des résultats expérimentaux pour onze fluides différents comprenant : (i) une solution de Glycérine qui est un fluide Newtonien ; (ii) des solutions aqueuses à différentes concentrations d'un polymère semi-rigide, le Xanthan-Gum, c'est un fluide rhéofluidifiant dont le comportement rhéologique peut être décrit par le modèle de Carreau ou Carreau-Yasuda [7] ; (iii) des solutions à différentes concentrations d'un polymère flexible, le polyacrylamide, c'est un fluide viscoélastique et rhéofluidifiant ; (iv) des solutions aqueuses de Carbopol 940 neutralisées, il s'agit de fluides à seuil dont le comportement rhéologique est décrit par le modèle de Herschel-Bulkley ; et enfin (v) des solutions aqueuses de Laponite, fluides à seuil thixotropes. A part le cas Newtonien, où aucune asymétrie n'est observée, pour les autres fluides, une asymétrie à des degrés divers des profils de vitesse axiale est notée. Il a été expliqué dans [6] que cette dissymétrie des profils de vitesse est la conséquence d'un mécanisme physique qui n'a pas encore été identifié plutôt que d'un artefact expérimental (Coriolis, convection naturelle, effets d'entrée). Ce mécanisme est lié au caractère non newtonien du fluide. L'ensemble des fluides considérés ont deux propriétés rhéologiques communes : la rhéofluidification et la viscoélasticité. En fait, les expériences montrent que dans certaines situations, une forte dissymétrie de l'écoulement est observée alors que la première différence de contraintes normales (une mesure du caractère viscoélastique) est très faible voire difficilement mesurable. Il semble alors que c'est la rhéofluidification qui est à l'origine de cette réorganisation de l'écoulement. L'ensemble de ces conclusions s'appuient sur deux articles récents dans la littérature. Le premier est une étude expérimentale de la transition en conduite cylindrique pour un fluide Newtonien, où Eliahou *et al.* [8] montrent qu'une asymétrie des profils de vitesse lors de la transition nécessite d'imposer à l'entrée de la conduite une perturbation asymétrique de forte amplitude. Le deuxième article est une simulation numérique directe d'un écoulement faiblement turbulent pour un fluide d'Ostwald et un fluide de Herschel-Bulkley effectuée par Rudman *et al.* Lorsque le caractère rhéofluidifiant est suffisamment marqué (viscosité effective élevée au voisinage de l'axe et beaucoup plus faible au voisinage de la paroi), les auteurs constatent une asymétrie dans la structure de l'écoulement. En outre cette asymétrie semble se maintenir sur des temps assez longs pour que l'on puisse penser qu'elle pourrait induire une déformation du profil moyen de la vitesse axiale.

Dans les expériences effectuées par [4] et [5], les profils de vitesse axiale ont été mesurés dans un plan horizontal et suivant un diamètre perpendiculaire à l'axe de la conduite (celle-ci étant horizontale). Une description tri-dimensionnelle de cette asymétrie a été donnée récemment par [9] à partir de mesures de profils de vitesse axiale à différentes positions axiales et azimutales. Les résultats obtenus suggèrent l'existence de deux rouleaux longitudinaux contrarotatifs. Ce point est discuté à nouveau dans le paragraphe 3 et sera suivi par une analyse statistique des fluctuations de la vitesse. Avant de présenter et discuter les résultats expérimentaux, on indique qu'une analyse linéaire tridimensionnelle de la stabilité de l'écoulement de Hagen-Poiseuille d'un fluide à seuil a été effectuée en utilisant des approches modale et non modale. Les résultats numériques montrent d'une part que l'écoulement considéré est linéairement stable et d'autre part que la perturbation optimale calculée pour les mêmes paramètres dynamiques et rhéologiques que dans les expériences ne rend pas compte des observations faites.

## 2 Dispositif expérimental, fluides utilisés et techniques de mesure

Le dispositif expérimental permettant la circulation du fluide en circuit fermé a été présenté en détails dans [5], par conséquent, ici on donnera juste une brève description. La veine d'essai est une conduite cylindrique horizontale en Plexiglass de diamètre  $D = 30$  mm et de longueur  $\hat{L} = 4.20$  m. Celle-ci étant plus grande que la longueur d'entrée  $\hat{L}_e$  nécessaire à l'établissement de l'écoulement laminaire pour tous les essais expérimentaux [10]. Pour la mesure du coefficient de frottement, deux prises de pression distantes de 1.24 m sont disposées sur la conduite. Elles sont reliées à un transmetteur de pression différentielle (Druck LPX 9481). Les profils de vitesse axiale sont mesurés à l'aide d'un FlowLite (Dantec). Il est constitué d'une source laser Hélium-Néon de 10 m.W La partie optique permet d'avoir un volume de mesure de  $651 \mu.m$  de long et  $77 \mu.m$  de diamètre. Le fluide considéré est une solution aqueuse de Carbopol 940 (polymère de l'acide acrylique) à 0,2% en masse. Initialement, la solution est acide avec un  $pH \approx 3$ . Elle est ensuite neutralisée à l'aide d'une solution d'Hydroxyde de Sodium (NaOH) à 18%. Après neutralisation, le fluide se présente sous forme d'un gel. Le comportement rhéologique du fluide a été déterminé à l'aide d'un rhéomètre fonctionnant à couple imposé (AR2000 de TA Instruments), muni d'une géométrie cône-plan. Les essais rhéologiques effectués sur un échantillon prélevé de l'installation au début et à la fin de chaque expérience montrent que sur une large gamme de taux de cisaillement  $0.1 \leq \dot{\gamma} \leq 3000 \text{ s}^{-1}$  (du même ordre que celle dans une section de la conduite), les données  $\mu(\dot{\gamma})$  peuvent être interpolées par le modèle de Herschel-Bulkley (fluide à seuil rhéofluidifiant) avec un très bon coefficient de régression. Pour ce qui est de la première différence de contraintes normales  $N_1$ , les mesures indiquent que celle-ci reste inférieure à la contrainte de cisaillement (parfois dans un rapport supérieur à 10) dans toute la gamme de cisaillement considérée. Dans ce cas et d'après le critère de Barnes, on peut admettre que le caractère viscoélastique du fluide ne joue pas un rôle fondamental lors de la transition dans une conduite cylindrique droite.

### 3 Résultats et discussion

Pour identifier la fin du régime laminaire et le début de la transition vers la turbulence, le taux de fluctuations de la vitesse axiale  $rms(\hat{w}')$  est mesuré en fonction du nombre de Reynolds (calculé avec la viscosité pariétale) à différentes positions radiales. Le résultat est donné par la figure 1. En régime laminaire, le rapport  $I_t = rms(\hat{w}')/\hat{W}_d$ , où  $\hat{W}_d$  est le vitesse débitante, reste pratiquement constant. A partir de  $Re = Re_{c1}$ , pour le fluide utilisé  $Re_{c1} \approx 2000$ , le régime laminaire cesse d'être un attracteur global et un nouvel état non linéaire est choisi par le fluide. Dans ce nouvel état,  $I_t$  reste au même niveau qu'en laminaire dans une zone centrale où la viscosité est très élevée et augmente de manière significative avec  $Re$  au voisinage de la paroi. A partir de  $Re = Re_{c2}$ , dans notre cas  $Re_{c2} \approx 4000$ ,  $I_t$  augmente fortement dans toute la section de la conduite, atteint un maximum, ensuite relaxe vers la valeur correspondante à un écoulement turbulent pleinement développé. On distingue ainsi, deux phases lors de la transition vers la turbulence. La première correspond à  $Re_{c1} \leq Re \leq Re_{c2}$  et la seconde à  $Re_{c2} \leq Re \leq Re(I_t = max(I_t))$ . Il est important de noter que durant toute la première phase de transition les mesures expérimentales du coefficient de frottement  $C_f$  restent très proches de la loi théorique laminaire. Ce qui signifie d'une part, que le système est faiblement dissipatif et d'autre part qu'il n'est pas possible de distinguer la première phase de transition à partir des mesures de perte de charge. C'est dans cette première phase que l'asymétrie de l'écoulement se développe. Pour obtenir une description

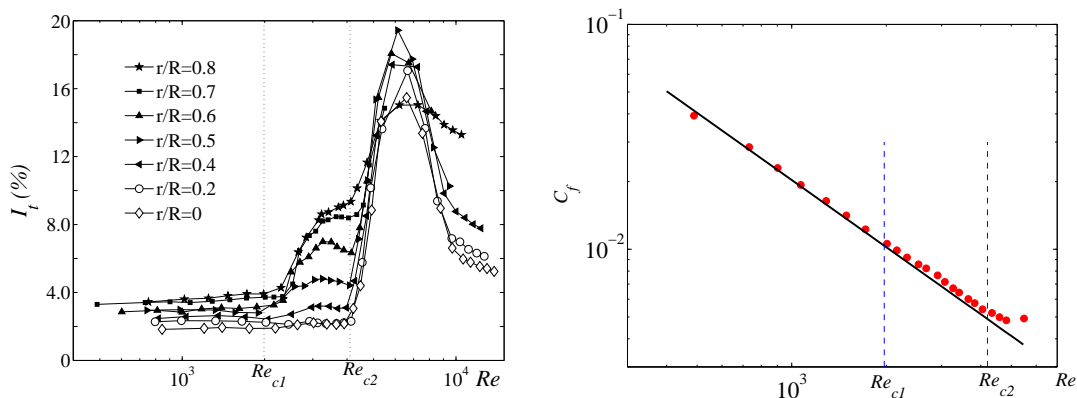


FIG. 1 – (Gauche) Taux de fluctuations de la vitesse axiale en fonction du nombre de Reynolds mesuré à  $\hat{r}/\hat{R} = 0.7$ ,  $\theta = -\pi/4$ . L'angle  $\theta$  est orienté dans le sens trigonométrique et  $\theta = 0$  correspond à la position horizontale. (Droite) Coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds : Les symboles sont les résultats expérimentaux et le trait continu est la loi théorique laminaire.

tri-dimensionnelle de cette asymétrie, des profils de vitesse axiale ont été mesurés à trois positions axiales  $\hat{z} = 20 D$  (au voisinage de la section d'entrée),  $\hat{z} = 54 D$  (milieu de la conduite) et  $\hat{z} = 122 D$  et suivant quatre diamètres décalés de  $\pi/4$ , repérées par la position azimutale de la tête optique du laser, notées  $\theta_\ell = 0$  (position horizontale),  $\theta_\ell = 3\pi/2$  (position verticale),  $\theta_\ell = \pi/4$  et  $-\pi/4$ . Pour quantifier l'asymétrie de l'écoulement, le profil de vitesse axiale,  $W = \hat{W}/\hat{W}_d$ , mesuré est écrit sous la forme de la superposition d'un profil moyen au sens azimutal  $\langle W(r, \theta, z) \rangle_\theta$  et d'un jet axial ou strie  $W_s(r, \theta, z)$ . La représentation de  $W_s(r, \theta, z)$  en fonction de  $\theta$  (8 points) pour plusieurs positions radiales est parfaitement décrite par une fonction de la forme  $A(r, z)\cos(\theta + \phi)$ . Il est très important de noter que la phase  $\phi$  est invariante sur pratiquement toute la longueur de la conduite. Il est alors possible de représenter les contours d'iso-valeurs de  $W_s$  pour les trois positions axiales considérées. Le résultat de cette procédure est donné par la figure 2. La couleur rouge (foncé vers le bas de la conduite) indique la région où l'écoulement du fluide est plus rapide que le profil moyenné en azimut. La couleur bleue (foncé vers le haut de la conduite) indique la région où l'écoulement s'effectue à une vitesse plus faible que le profil symétrique. A ce niveau, il est fondamental de retenir que cet état non linéaire asymétrique est remarquablement stable et persiste durant tout les essais expérimentaux (plusieurs semaines). La même structure est obtenue pour un nombre de Reynolds plus élevé avec une amplitude plus importante des stries, comme cela est illustré par la figure 3. Cette redistribution de l'écoulement suggère l'existence d'une structure cohérente robuste constituée de deux rouleaux longitudinaux contra-rotatifs. Ces rouleaux semblent s'organiser spontanément à partir de conditions d'entrée a priori aléatoires. Les particules fluide de basse vitesse au voisinage de la paroi sont advectées vers la zone bleue, et les particules fluides de grande vitesse vers la zone rouge. On pourrait anticiper et faire appel au mécanisme d'auto-entretien de la turbulence (SSP) proposé par [1] pour expliquer le fait que cet état non linéaire puisse se maintenir en dépit de la dissipation visqueuse. Selon ce mécanisme, les rouleaux longitudinaux seraient régénérés via une instabilité inflexionnelle des jets. Cependant, l'analyse spectrale des fluctuations de la vitesse axiale ne fait ressortir aucune fréquence particulière, comme cela est illustré par la figure 4(b). Nous avons représenté la densité spectrale normalisée de l'énergie cinétique des fluctuations de la vitesse axiale, au voisinage du centre de la strie haute vitesse, pour

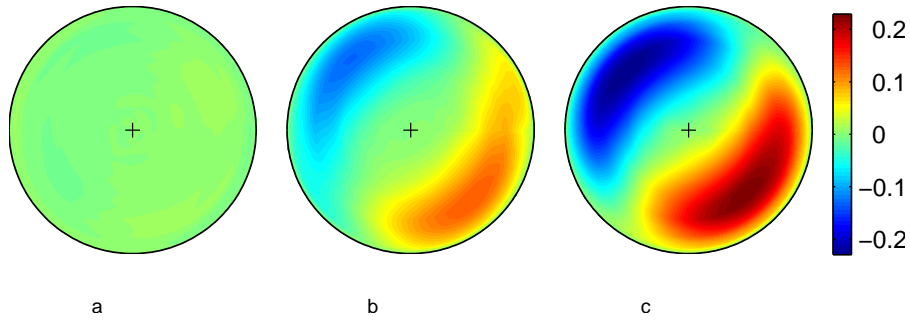


FIG. 2 – Contours d’iso-valeurs de  $W_s$  à  $Re = 2420$  et trois positions axiales : (a)  $\hat{z} = 20 D$ , (b)  $\hat{z} = 54 D$  et (c)  $\hat{z} = 122 D$ . L’écoulement est rapide dans la zone rouge et lent dans la zone bleue.

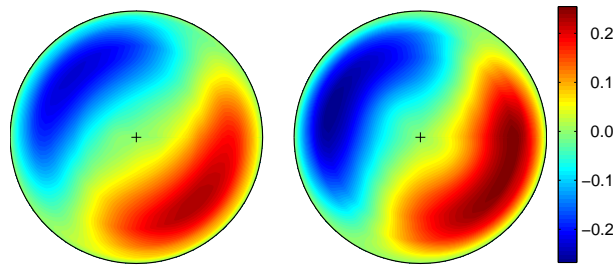


FIG. 3 – Contours d’iso-valeurs de  $W_s$  à  $\hat{z} = 122 D$  et pour deux nombres de Reynolds : (Gauche)  $Re = 2420$ , (Droite)  $Re = 3650$ . L’écoulement est rapide dans la zone rouge et lent dans la zone bleue.

différentes valeurs du nombre de Reynolds. Chaque spectre est calculé à partir de  $5 \times 10^5$  points répartis par bloc de 2048 points. Le spectre final est la moyenne arithmétique des spectres calculés sur l’ensemble des blocs. En adoptant l’hypothèse de Taylor, le spectre en fréquences peut être interprété en spectres de puissance en fonction du nombre d’onde  $k = 2\pi f/\hat{W}$ . En augmentant progressivement  $Re$  un comportement en loi de puissance  $f^{-3}$  est observé sur pratiquement une décade,  $2 \leq f(\text{Hz}) \leq 20$ , ce qui correspond à  $0.069 \leq k(m^{-1}) \leq 0.69$ . Ceci révèle une multiplicité des échelles temporelles et spatiales, qui est un trait fondamental d’un écoulement turbulent. Cette multiplicité des échelles serait induite par le caractère rhéofluidifiant du fluide (loi de comportement rhéologique non linéaire où la viscosité décroît avec le cisaillement). Un spectre raide en  $f^{-3}$  ( $k^{-3}$ ), signifie que l’énergie est essentiellement concentrée dans les grandes structures et la vitesse est déterminée par l’échelle intégrale. Il s’agit donc d’une turbulence faible où le champ de vitesse est régulier spatialement et chaotique temporellement (régime de Batchelor [11]). Cette turbulence est donc dominée par l’interaction non linéaire d’un nombre de modes réduit associé aux grandes échelles. A titre indicatif, la figure 4(a) montre un exemple de signal vitesse mesuré à  $r = 0.7$ ,  $\theta = -\pi/4$ . Une estimation des échelles temporelles et spatiales caractéristiques associées aux fluctuations de la vitesse axiale peut être estimée à partir de l’analyse de la fonction d’autocorrélation, définie par :

$$\bar{\mathcal{R}}_{ww}(\tau) = \frac{\langle w'(t) \cdot w'(t + \tau) \rangle_t}{\langle w'(t) \cdot w'(t) \rangle_t}, \quad (1)$$

où  $t$  est le temps et  $\tau$  le décalage ou retard. La fonction  $\bar{\mathcal{R}}_{ww}(\tau)$  mesure le temps pendant lequel,  $w'(t)$  reste corrélé avec lui-même. Elle est représentée par la figure 5(gauche) pour différents nombres de Reynolds. Il est très intéressant de noter la croissance progressive du niveau de corrélation lorsque  $Re$  augmente. Pour des nombres de Reynolds suffisamment importants, une très forte corrélation est observée. En adoptant l’hypothèse de Taylor de la turbulence gelée, on peut estimer la longueur caractéristique  $\hat{L}_c$  des structures en présence. La figure 5(droite) donne  $L_c$  en fonction de  $Re$ . Comme pour le taux de fluctuations de la vitesse axiale,  $\hat{L}_c$  augmente avec  $Re$  et sature à  $\hat{L}_c/D = 45$ . Des mesures effectuées au milieu de la conduite donnent un niveau de saturation de l’ordre  $\hat{L}_c/D = 15$ . Il semble donc que la taille caractéristique des structures tourbillonnaires augmente le long de la conduite. Ceci pourrait être la conséquence d’un transfert d’énergie des petites échelles vers les grandes échelles.

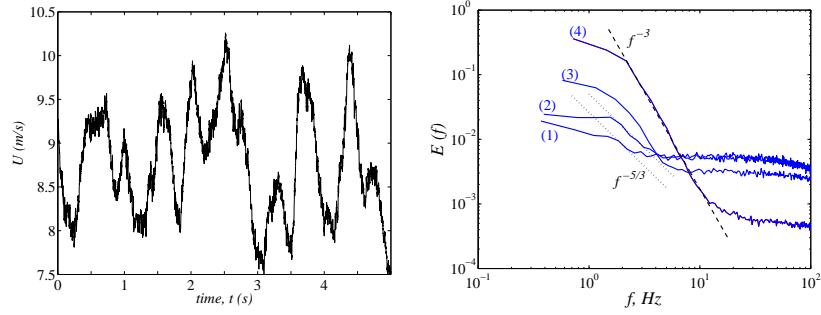


FIG. 4 – (Gauche) Signal temporel de la vitesse axiale mesuré au voisinage de la strie haute vitesse à  $Re = 3650$ . (Droite) Densité spectrale d'énergie : (1)  $Re = 2010$ , (2)  $Re = 2161$ , (3)  $Re = 2367$ , (4)  $Re = 3650$ .

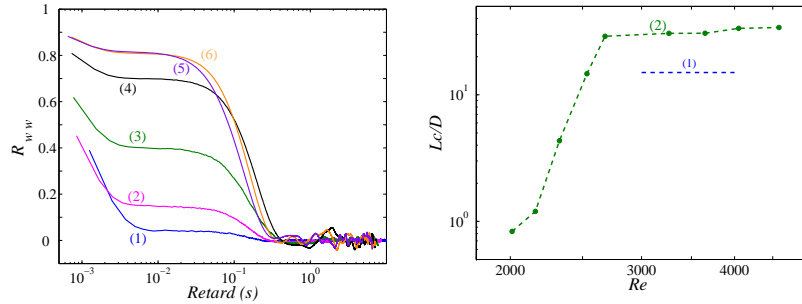


FIG. 5 – Statistiques des fluctuations de la vitesse axiale au voisinage de la strie haute vitesse ( $r = 0.7$ ,  $\theta = -\pi/4$ ) et à  $z = 122D$ . (Gauche) Coefficient d'autocorrélation : (1)  $Re = 2010$ , (2)  $Re = 2161$ , (3)  $Re = 2367$ , (4)  $Re = 2420$ , (5)  $Re = 3650$ , (6)  $Re = 2970$ . (Droite) Echelle intégrale en fonction du nombre de Reynolds, mesurée au voisinage de la strie haute vitesse : (1) niveau de saturation obtenu à  $\hat{z}/D = 54$ , (2)  $\hat{z}/D = 122$

Une caractérisation plus approfondie de cette turbulence faible induite par le comportement rhéofluidifiant du fluide est obtenue à l'aide des statistiques sur les moments des incréments de vitesse ou fonctions de structure d'ordre  $p$  définies par :

$$S_p(\tau) = \langle |W(t + \tau) - W(t)|^p \rangle_t. \quad (2)$$

Le retard  $\tau$  peut être relié à une échelle de longueur  $\ell$  via l'hypothèse de Taylor. Dans le formalisme de Kolmogorov, les fonctions de structure présentent une loi de puissance de la variable  $\tau$  ou  $\ell$  :  $S_p(\tau) \sim \tau^{\zeta_p}$  avec  $\zeta_p = p/3$  c'est la loi dite normale. L'écart par rapport à cette loi linéaire traduit un phénomène d'intermittence. En général, il est plus favorable de se placer dans le cadre d'auto-similarité étendue (E.S.S) développé dans les années 90 par Benzi *et al.*[12]. Dans cet esprit, on s'intéresse aux exposants normalisés par exemple  $\zeta_p/\zeta_3$ . La figure 6a donne  $S_p$  pour  $1 \leq p \leq 6$ . Dans la zone où le spectre de puissance évolue en  $f^{-3}$ , les fonctions de structure peuvent être mises sous la forme :  $S_p \sim \tau^{\zeta_p}$ . La représentation de l'exposant normalisé  $\zeta_p/\zeta_3$  en fonction de  $p$  jusqu'à l'ordre 12 est montré par la figure 6(b). Les exposants ainsi normalisés s'écartent peu de la loi linéaire jusqu'à des ordres assez élevés, mettant en évidence une faible intermittence.

## 4 Tentative d'analyse

Les résultats présentés dans la section précédente concernent en fait tout fluide suffisamment rhéofluidifiant et ne sont pas spécifiques aux fluides à seuil. Des éléments d'analyse de ces résultats expérimentaux, peuvent être obtenus en adoptant la décomposition de Reynolds pour la vitesse, la pression, le cisaillement et la viscosité effective :

$$\mathbf{V} = \overline{\mathbf{V}} + \mathbf{v}'; \quad p = \overline{p} + p'; \quad \dot{\gamma}_{ij} = \overline{\dot{\gamma}}_{ij} + \dot{\gamma}'_{ij}; \quad \mu = \overline{\mu} + \mu' \quad (3)$$

Les équations de Reynolds sont alors :

$$\rho \left[ \frac{\partial \overline{V}_i}{\partial t} + \overline{V}_j \frac{\partial \overline{V}_i}{\partial x_j} \right] = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \overline{\mu} \overline{\dot{\gamma}}_{ij} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{1}{Re} \overline{\mu' \dot{\gamma}'_{ij}} - \overline{\rho v'_i v'_j} \right) \quad (4)$$

Par comparaison au cas newtonien, on voit apparaître un nouveau terme  $\frac{1}{Re} \overline{\mu' \dot{\gamma}'_{ij}}$  qui fait intervenir la fluctuation de la viscosité. Il peut être considéré comme un élément générique d'un pseudo tenseur de Reynolds. L'effet

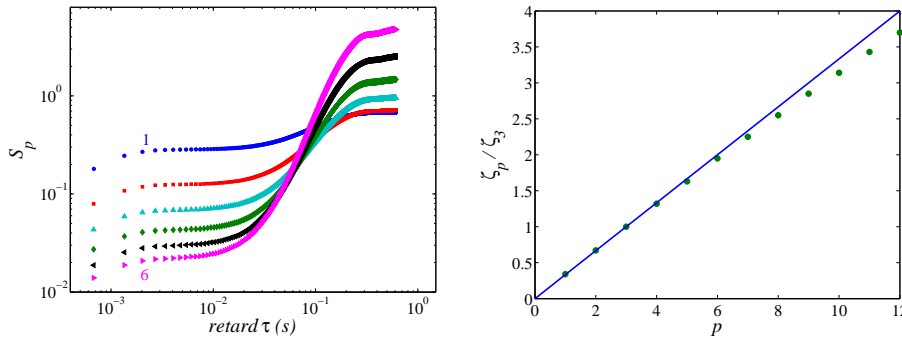


FIG. 6 – (Gauche) Fonctions de structure d’ordre  $p$ ;  $1 \leq p \leq 6$  à  $(r = 0.7, \theta = -\pi/4, z = 122D)$  et  $Re = 3650$ . (Droite)  $\zeta_p/\zeta_3$  en fonction de  $p$  à  $Re = 3650$ .

de ce terme sur l’organisation de l’écoulement peut être examiné d’abord à travers le coefficient de frottement  $C_f$ . En suivant la même procédure que dans [13], une expression exacte de  $C_f$  est établie. Celle-ci comporte un terme  $\left(-\frac{1}{Re} \int_0^1 r^2 \overline{\mu' \gamma'_{rz}} dr\right)$ , on montre qu’il est négatif, et il viendrait compenser l’augmentation de  $C_f$  par le terme de turbulence  $\left(\int_0^1 r^2 \overline{u'w'} dr\right)$ . Si on considère l’évolution de l’énergie cinétique moyenne (sur une section) de la perturbation, la contraction du pseudo tenseur de Reynolds avec le tenseur des taux de déformation conduit à un terme de la forme  $\left(-\frac{1}{Re} \int_0^1 \overline{\mu' \gamma'_{rz}} \frac{dW}{dr} r dr\right)$ . On montre que ce terme est positif. C’est donc un terme source qui favorise la croissance de l’énergie cinétique de la perturbation. Etant donné que ce terme source est généré via une perturbation de la viscosité, on peut penser que cela peut conduire à un transfert d’énergie des petites vers les grandes échelles, ce qui pourrait expliquer la formation de grandes structures. Ceci reste purement spéculatif. Des études numériques en cours, en particulier l’approche “ondes non linéaires [14]” devraient apporter des éclaircissements sur les mécanismes physiques à l’origine de l’écoulement faiblement turbulent observé.

## Références

- [1] Waleffe F. On a self-sustaining process in shear flows. *Phys. Fluids*, 9, 889–900, 1997.
- [2] Faisst H. and Eckhardt B. Travelling waves in pipe flows. *Phys. Rev. Lett.*, 91, 224502, 2003.
- [3] Wedin H. and Kerswell R. R. Exact coherent structures in pipe flow : travelling wave solutions. *J. Fluid. Mech.*, 508, 333–371, 2004.
- [4] Escudier M. P. and Presti F. Pipe flow of thixotropic liquid. *J. non-Newtonian Fluid Mech.*, 62, 291–306, 1996.
- [5] Peixinho J., Nouar C., Desaubry C., and Théron B. transitional and turbulent flow of yield stress fluid in a pipe. *J. non-Newtonian Fluid Mech.*, 128, 172–184, 2005.
- [6] Escudier M. P., Poole R. J., Presti F., Dales C., Nouar C., Desaubry C., Graham C., and Pullum L. Observations of asymmetrical flow behavior in transitional pipe flow of yield stress and other shear-thinning liquids. *J. non-Newtonian Fluid Mech.*, 127, 143–155, 2005.
- [7] Bird R. B. and Hassager H. *Dynamics of polymeric liquids*, 1, Fluid mechanics. Jhon Wiley & Sons, 1987.
- [8] Eliahou S., Tumin A., and Wignanski I. Laminar-turbulent transition in poiseuille pipe flow subjected to periodic perturbation emanating from the wall. *J. Fluid Mech.*, 361, 333–349, 1998.
- [9] Esmael A. and Nouar C. Transitional flow of a yield-stress fluid in a pipe : Evidence of a robust coherent structure. *Phys. Rev. E*, 77, 057302, 2008.
- [10] Froishteter G. B. and Vinogradov G. The laminar flow of plastic disperse systems in circular tubes. *Rheol. Acta.*, 19, 239–250, 1980.
- [11] Batchelor G. Small-scale variation of convected quantities like temperature in turbulent fluid. part1. general discussion and the case of small conductivity. *J. Fluid. Mech.*, 55, 113–133, 1959.
- [12] Benzi R., Ciliberto S., Baudet C., Chavarria G. R., and Tripicciono R. Extended self-similarity in the dissipation range of fully developed turbulence. *Europhys. Lett.*, 24, 274–279, 1993.
- [13] Fukagata K., Iwamoto K., and Kasagi N. Contribution of Reynolds stress distribution to the skin friction in wall-bounded. *Phys. Fluids*, 14, L73–L76, 2002.
- [14] Roland N., Plaut E., and Nouar C. Modélisation de la transition vers la turbulence dans les écoulements en conduite de fluide rhéofluidifiant : approche par calcul d’ondes non linéaires. 19<sup>ème</sup> Congrès Français de Mécanique, Marseille, France, 2009.