



HAL
open science

Analyses statistiques et tensorielles de l'étirement des polymères dans les écoulements viscoélastiques turbulents en canal plan

Anselmo Soeiro Pereira, Ramon Silva, Gilmar Mompean, Laurent Thais,
Roney R. L. Thompson Thompson

► To cite this version:

Anselmo Soeiro Pereira, Ramon Silva, Gilmar Mompean, Laurent Thais, Roney R. L. Thompson Thompson. Analyses statistiques et tensorielles de l'étirement des polymères dans les écoulements viscoélastiques turbulents en canal plan. *Rhéologie*, 2015, 27, pp.34-42. hal-03233215

HAL Id: hal-03233215

<https://hal.science/hal-03233215>

Submitted on 12 Jan 2024

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Analyses statistiques et tensorielles de l'étirement des polymères dans les écoulements viscoélastiques turbulents en canal plan

A. S. Pereira¹, R. S. Martins¹, G. Mompean¹, L. Thais¹ et R. L. Thompson²

¹Laboratoire de Mécanique de Lille (LML), École Polytechnique Universitaire de Lille, Université des Sciences et Technologies de Lille

²Laboratório de Mecânica Teórica Aplicada (LMTA), Universidade Federal Fluminense, UFF (Brésil)

Reçu le 4 novembre 2014 - Version finale acceptée le 26 mai 2015

Résumé : La dilution en très faible concentration de chaînes polymériques longues dans un fluide newtonien peut réduire considérablement la traînée turbulente. Ce phénomène remarquable focalise l'attention en raison de ses nombreuses applications pratiques. Dans le présent travail, des simulations numériques directes d'écoulements newtoniens et viscoélastiques turbulents en canal plan, au nombre de Reynolds frictionnel de 180 et pour différents régimes de réduction de traînée, sont utilisées afin d'explorer le mécanisme d'extension des polymères. L'étirement polymérique relatif, les distributions de probabilité de l'alignement entre le tenseur de conformation et d'autres entités tensorielles sont analysés. Tout proche de la paroi, les polymères présentent une forte tendance à s'orienter sur la direction longitudinale de l'écoulement (direction x). Par ailleurs, l'extension des chaînes polymériques semble être fortement corrélée avec l'alignement entre le tenseur de conformation et celui formé par les produits des fluctuations de vitesse, τ' . Les densités de probabilité croisées montrent que les valeurs positives les plus élevées de fluctuations du travail polymérique dans la direction x , E_x' , sont liées aux taux de variation positifs du produit des fluctuations de vitesse dans la même direction, $\frac{\partial u'^2}{\partial t}$. En revanche, les fluctuations du travail polymérique les plus négatives sont observées dans les régions où le terme $\frac{\partial u'^2}{\partial t}$ est négatif. Dans les deux cas, les polymères sont pourtant majoritairement alignés sur la direction principale de τ' , indiquant que ce tenseur joue un rôle important dans le mécanisme d'interaction polymères-turbulence.

Mots-clé : Réduction de la traînée, analyses statistiques et tensorielles, étirement des polymères, écoulements viscoélastiques turbulents en canal plan, DNS.

[Abridged English version on last page]

1. Introduction

Le phénomène de réduction de la traînée turbulente par dilution, en très faible concentration, de polymères à chaînes longues dans un fluide newtonien (dénnoté ici par DR) est connu expérimentalement depuis la fin des années 1930 [1-3]. Les aspects les plus remarquables de ce phénomène résident dans le niveau de réduction de perte de charge qui peut être atteint (jusqu'à 80%) en utilisant des quantités infimes de polymère, de l'ordre de quelques dizaines de ppm (parties par million). Les applications pratiques de ce phénomène sont nombreuses. On peut citer le transport à grandes distances des liquides par pipelines, le transport des boues et des suspensions, la prévention

de la cavitation dans les turbomachines, l'augmentation de la portée d'un jet et des applications médicales comme la prévention de l'artériosclérose [4, 5].

Dans leur travail pionnier, Virk et al. [3] font la lumière sur quelques caractéristiques importantes de ce phénomène dont les frontières sont la loi de Prandtl-von Kàrmàn (cas newtonien ; DR = 0%) et l'asymptote de Réduction de Traînée Maximale (ou, simplement, loi de Virk, dénotée par MDR). D'après ces auteurs, en analysant le coefficient de frottement en coordonnées de Prandtl-von Kàrmàn, on observe que DR s'éloigne de la loi de Prandtl-von Kàrmàn vers la loi de Virk en fonction de l'augmentation du nombre de Reynolds. Par ailleurs, la MDR peut être

atteinte soit par l'augmentation de la concentration de polymère, soit en utilisant des polymères aux chaînes plus longues. Au cours des années, d'autres aspects importants du problème ont été évoqués par de nombreux chercheurs, notamment les effets de la température et de la salinité sur DR, ainsi que ceux de la dégradation moléculaire causée par la turbulence [6-7]. Récemment, White et Mungal [8] ont communiqué une excellente revue dans laquelle ils discutent des derniers avancements dans le cadre de DR. Cependant, en dépit d'avancées notables, il n'y a pas encore de consensus sur l'explication du mécanisme de réduction de la traînée turbulente.

Phénoménologiquement, les explications sur la réduction de la traînée turbulente gravitent autour de deux théories majeures. D'une part, selon la *théorie visqueuse* proposée indépendamment par Lumley [9] et Seyer et Metzner [10], les polymères sont étirés par l'écoulement turbulent, ce qui rend la *viscosité effective* du fluide plus importante en dehors de la *sous-couche visqueuse*, en réduisant, par conséquent, les fluctuations turbulentes dans ces régions, ainsi que le frottement à la paroi. D'autre part, la *théorie élastique* postulée par Tabor et de Gennes [11] assume que l'énergie stockée par les polymères dans la *zone de transition (tampon)* devient comparable à l'énergie cinétique turbulente. Lorsque l'échelle viscoélastique devient aussi importante que celle de Kolmogorov, la cascade d'énergie turbulente est interrompue, ce qui produit alors tant l'élargissement de la zone tampon que la réduction de la traînée.

Le scénario visqueux a été exploré par L'vov et al. [12]. Ces derniers, en s'appuyant sur des principes conservatifs, ont montré que la croissance linéaire de la viscosité effective en fonction de la distance de la paroi est capable de promouvoir une réduction de perte de charge similaire à celle obtenue à travers l'utilisation de polymères flexibles. Cette prédiction théorique a été, ensuite, confirmée par De Angelis et al. [13] à l'aide de simulations numériques directes d'un fluide pseudo-newtonien dont la viscosité croît linéairement en s'éloignant de la paroi. Ces auteurs soulignent encore que ce genre d'approche permet non seulement l'obtention de résultats similaires à ceux observés via le modèle élastique de FENE-P [14], mais aussi d'atteindre la loi de Virk, une question également discutée par Benzi et al. [15]. En revanche, il est important de mentionner que la théorie élastique, elle aussi, fait constamment l'objet d'études. Min et al. [16] ont effectué des simulations numériques directes d'écoulements turbulents en utilisant le modèle d'Oldroyd-B. Leur prédiction sur un critère d'apparition de la réduction de la traînée

basée sur le nombre de Weissenberg frictionnel est en concordance avec la théorie proposée par Tabor et de Gennes [11]. Dallas et al. [17] ont utilisé des simulations numériques directes utilisant le modèle FENE-P pour décrire un scénario dans lequel l'énergie stockée par des polymères situés proche de la paroi est transférée vers la zone tampon et le noyau turbulent, ce qui a été précédemment évoqué par Dubief et al. [18]. Récemment, le transfert d'énergie entre polymères et turbulence a été analysé soigneusement par Thais et al. [19]. Les auteurs ont mené des simulations numériques directes d'écoulements newtoniens et viscoélastiques turbulents en canal plan, au nombre de Reynolds frictionnel de 1000. D'après leurs résultats, proche de la paroi, la production d'énergie élastique est petite. Sa valeur pourtant augmente à mesure que l'on s'approche du noyau turbulent, où elle est maximale. En effet, ce terme de production d'énergie élastique exerce simultanément la double tâche de source d'énergie élastique et de dissipateur d'énergie élastique turbulente, ce qui est en accord avec la théorie préconisée par Tabor et de Gennes [11].

Malgré les différences entre ces deux théories, un point commun à ces deux scénarios est le processus d'étirement polymérique, ce qui, conjointement avec la rupture de macromolécules via l'élongation, rend le phénomène de réduction de traînée transitoire [6-7]. Dans cette contribution, nous nous intéressons au processus d'étirement des polymères, dont le mécanisme est analysé à l'aide de simulations numériques directes d'écoulements newtoniens et viscoélastiques turbulents en canal plan, au nombre de Reynolds frictionnel de 180 et pour différents régimes de réduction de la traînée. Les écoulements viscoélastiques sont explorés en utilisant le modèle de fluide FENE-P. Tout d'abord, des analyses tensorielles et statistiques sont développées. Ensuite, l'extension relative des polymères aussi bien que leur alignement par rapport aux directions principales des quantités tensorielles pertinentes sont analysés. Enfin, des densités de probabilité croisées mettent en évidence des corrélations entre les échanges énergétiques polymères-turbulence et l'orientation des polymères.

2. Méthodologie

Nous considérons des écoulements turbulents de fluides incompressibles et non-newtoniens en canal plan. Cette géométrie est couramment utilisée dans le cadre des simulations numériques directes par sa simplicité, ainsi que par son grand intérêt pour les études expérimentales et théoriques consacrées aux interactions turbulentes en proche paroi. Les trois

directions principales de l'écoulement, à savoir les directions longitudinale, transversale et normale à la paroi, sont dénotées respectivement par $x_1 = x$, $x_2 = y$ et $x_3 = z$. Les composantes de vitesse instantanées sont représentées par $(u_1, u_2, u_3) = (u, v, w)$. Les équations gouvernantes sont adimensionnées par la demi-hauteur du canal h , la vitesse de frottement u_τ et la viscosité cinématique du fluide ν_0 . Ainsi, l'équation de conservation de la quantité de mouvement prend la forme

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\beta_0}{Re_\tau} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + \frac{(1 - \beta_0)}{Re_\tau} \frac{\partial \Xi_{ij}}{\partial x_j} \quad (1)$$

où β_0 est le rapport de la viscosité cinématique newtonienne du solvant (ν_N) et de la viscosité cinématique totale de la solution à un taux de cisaillement nul ($\nu_0 = \nu_N + \nu_{p0}$) et Re_τ indique le nombre de Reynolds frictionnel : $Re_\tau = h u_\tau / \nu_0$. Le tenseur des extra-contraintes Ξ_{ij} représente la contribution des polymères aux contraintes liées à la solution. Cette contribution polymérique est basée sur le modèle FENE-P, l'un des plus utilisés dans le cadre de la réduction de la traînée turbulente. Les qualités physiques remarquables de ce modèle sont liées à une reproduction réaliste de l'extensibilité finie des macromolécules, ainsi qu'à une fermeture au second ordre simple. En conséquence, Ξ_{ij} est défini comme :

$$\Xi_{ij} = \{f(\text{tr}(\mathbf{C}))C_{ij} - \delta_{ij}\} / We_h \quad (2)$$

où $We_h = \lambda u_\tau / h$ indique le nombre de Weissenberg, λ fait référence au temps de relaxation du polymère et le terme δ_{ij} dénote l'opérateur de Kronecker. Enfin, la fonction de Peterlin est définie comme :

$$f(\text{tr}(\mathbf{C})) = (L^2 - 3) / (L^2 - \text{tr}(\mathbf{C})) \quad (3)$$

où L dénote l'extension maximale de la chaîne polymérique et \mathbf{C} indique le tenseur de conformation, donné par l'équation :

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_{ij}}{\partial t} + u_k \frac{\partial C_{ij}}{\partial x_k} - \frac{\partial u_i}{\partial x_k} C_{kj} - \frac{\partial u_j}{\partial x_k} C_{ki} + \Xi_{ij} \\ = \left(\frac{1}{Pr_c Re_\tau} \right) \frac{\partial^2 C_{ij}}{\partial x_k^2} \end{aligned} \quad (4)$$

où le terme $Pr_c = \nu_0 / k_c$ indique le nombre de Prandtl et k_c est un coefficient de diffusion artificiel.

L'algorithme hybride du type MPI/OPENMP utilisé ici a été convenablement adapté aux machines d'architecture massivement parallèle. Le schéma

spatial pour les deux directions homogènes (x, y) est de précision spectrale (Fourier) et celui pour la direction normale aux parois (z) est du type différences finies compactes d'ordre six. Une précision temporelle d'ordre quatre (Adams-Moulton pour les termes visqueux ; Adams-Bashforth pour les termes explicites) a été utilisée. Le découplage pression-vitesse est favorisé par la généralisation d'ordre élevée de l'algorithme semi-implicite à pas fractionnel de Armfield et Street [20] adapté au maillage non-décagé mis en œuvre. Enfin, un « de-aliasing » standard dans les deux directions homogènes et des filtres d'ordre quatre dans la direction inhomogène (z) sont employés afin d'atténuer l'accumulation d'énergie aux nombres d'ondes élevés. Thais et al. [19, 21] ont mené une description détaillée de la modélisation mathématique et de la méthode numérique utilisées, ainsi que d'autres analyses à propos de la physique des résultats.

Les deux paramètres clés du modèle FENE-P, L et le nombre de Weissenberg frictionnel $We_\tau = \lambda u_\tau^2 / \nu_0$, ont été modifiés pour fournir des régimes différents de réduction de la traînée, de 0 % pour le cas newtonien jusqu'à 62,3 % pour le cas le plus viscoélastique à $Re_\tau = 180$ (Tableau 1).

L	We_τ	DR %
30	50	28,5
30	115	38,4
100	50	47,0
100	115	62,3

Tableau 1. Résumé des paramètres de simulation à $Re_\tau = 180$ pour les cas viscoélastiques et pourcentages respectifs de réduction de la traînée (DR %).

3. Résultats

D'un point de vue statistique, les écoulements turbulents newtoniens et viscoélastiques présentent de nombreuses différences. En fixant le niveau de turbulence paramétré par le nombre de Reynolds frictionnel (Re_τ), les effets viscoélastiques sur l'écoulement peuvent varier selon, notamment, le nombre de Weissenberg frictionnel (We_τ) et l'extension maximale de la chaîne polymérique (L). Dans le présent travail, deux valeurs de We_τ et de L sont explorées : $We_\tau = 50$, $We_\tau = 115$, $L = 30$ et $L = 100$. Les dimensions du domaine ($L_x \times L_y \times L_z = 8 \pi \times 1,5 \pi \times 2$) et le nombre de points du maillage ($N_x \times N_y \times N_z = 512 \times 129 \times 128$) ont été fixés pour les cinq

cas analysés, ce qui donne une résolution de $\Delta x^+ = 8,8$, $\Delta y^+ = 6,6$ et $0,2 \leq \Delta z^+ \leq 7,1$ (indiquée en unité de paroi).

Les résultats sont discutés dans deux paragraphes. D’abord, dans le paragraphe 3.1, nous faisons la lumière sur l’évolution de l’étirement des polymères par rapport à la distance à la paroi, z^+ . Ensuite, nous nous intéressons dans le paragraphe 3.2 à des analyses tensorielles et statistiques concernant l’alignement préférentiel des chaînes polymériques, ainsi qu’à son rapport avec les échanges d’énergie entre turbulence et polymères.

3.1 L’étirement des polymères

Les structures tridimensionnelles montrées sur la Figure 1 représentent les iso-contours des régions tourbillonnaires, définis comme le deuxième invariant du tenseur gradient de vitesse, ∇u , pour les écoulements newtonien (a) et viscoélastique (b) à $We_\tau = 115$ et $L = 30$. Pour les écoulements incompressibles, le deuxième invariant du tenseur ∇u , autrement appelé critère Q (voir Hunt et al. [22]), est simplifié :

$$Q = \frac{1}{2} (||W||^2 - ||D||^2) > 0. \quad (5)$$

où D représente le tenseur taux de déformation, W

indique le tenseur taux de rotation et la double barre $|| \quad ||$ représente la norme euclidienne de chaque tenseur. Les tenseurs D et W sont définis comme $\frac{1}{2}(\nabla u + \nabla u^T)$ et $\frac{1}{2}(\nabla u - \nabla u^T)$, respectivement, où ∇u^T indique la matrice transposée du tenseur ∇u .

En comparant les Figures 1a et 1b, on observe que la quantité de structures cohérentes (pour $Q = 0,7$) diminue à mesure que la viscoélasticité augmente. Ceci conforte l’idée répandue que l’addition de polymères provoque une forte suppression des tourbillons. Plus précisément, les tourbillons deviennent plus faibles et moins nombreux en présence de polymères. On remarque encore que les polymères rendent la morphologie des tourbillons plus étirée et parallèle aux parois, comme cela a été souligné par Kim et al. [24]. De nombreux travaux expérimentaux et numériques ont montré qu’en régime de réduction de traînée la composante longitudinale (direction principale x) du tenseur de Reynolds augmente par rapport au cas newtonien, alors que ses autres composantes diminuent [19, 23]. Ces variations semblent être intrinsèquement liées au processus d’étirement des polymères ainsi qu’aux changements apportés par les macromolécules aux structures cohérents.

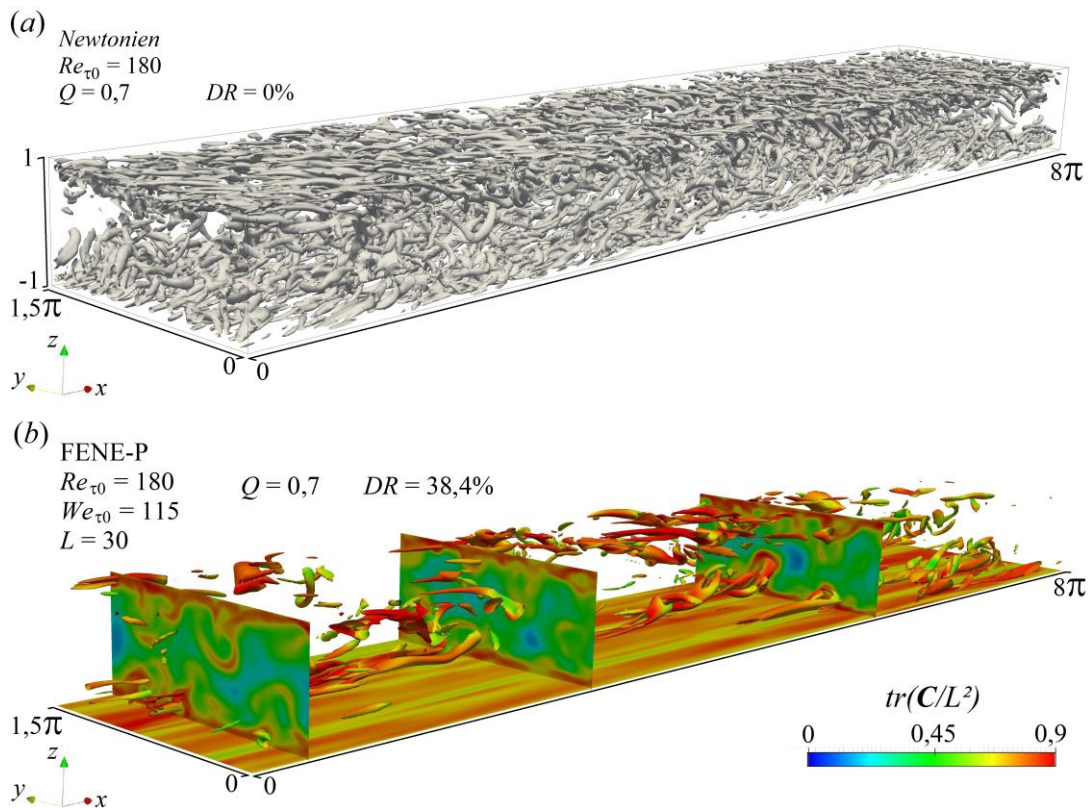


Figure 1. Iso-contours des régions tourbillonnaires définis comme le deuxième invariant du tenseur gradient de vitesse, ∇u , pour les écoulements newtonien (a) et visco-élastique (b) à $We_\tau = 115$ et $L = 30$.

L'étirement des polymères est mis en évidence dans la Figure 2 où la valeur moyenne de la trace du tenseur de conformation sur chaque plan x - y , normée par L^2 , $\langle \text{tr}(\mathbf{C}/L^2) \rangle$, est tracée en fonction à la distance de la paroi pour les 4 cas viscoélastiques étudiés ici (lignes). La Figure 2 reproduit également l'évolution de la composante longitudinale normale du tenseur de conformation, moyennée dans les plans x - y et normée par L^2 , $\langle C_{xx}/L^2 \rangle$ (symboles).

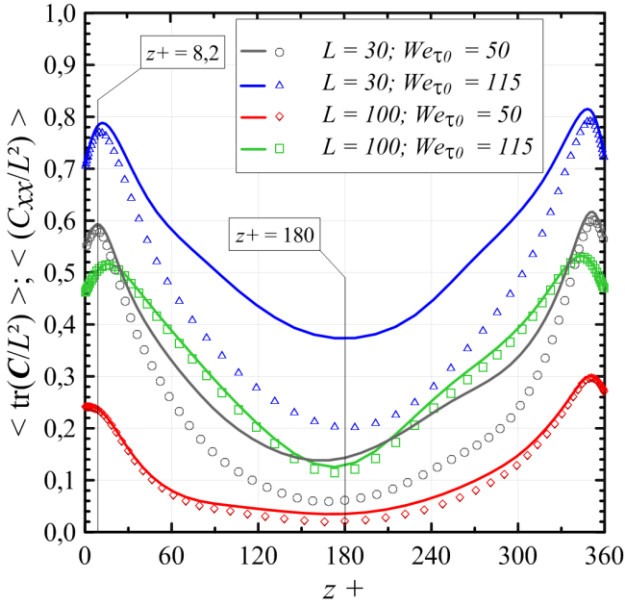


Figure 2. Extension relative des polymères en fonction de la distance à la paroi.

Tout d'abord, près de la paroi, l'extension relative des molécules est accentuée, atteignant son pic en $z^+ \approx 8,2$. Au-delà de ce point-là, elle diminue jusqu'à une valeur minimale située au centre du canal ($z^+ \approx 180$). Ensuite, en confrontant les lignes correspondant aux symboles cercle et diamant, il est intéressant d'observer que $\langle \text{tr}(\mathbf{C}/L^2) \rangle$ est une fonction décroissante de L , ce qui suggère que les molécules polymériques les plus longues sont moins susceptibles à la dégradation mécanique [6]. En revanche, une comparaison additionnelle entre les lignes correspondant aux symboles carré et diamant révèle que $\langle \text{tr}(\mathbf{C}/L^2) \rangle$ est une fonction croissante de We_{τ} . Ceci recoupe l'observation que plus le temps caractéristique des polymères est important, plus leurs molécules interagissent avec la turbulence [17]. Enfin, on voit à la Figure 2 que la contribution la plus importante à l'extension polymérique provient du terme longitudinal normal du tenseur de conformation, vu que $\langle \text{tr}(\mathbf{C}/L^2) \rangle \approx \langle C_{xx}/L^2 \rangle$, surtout en proche paroi. Cela indique que les molécules sont

presque alignées sur la direction principale de l'écoulement.

3.2 Analyses tensorielles et statistiques de l'orientation polymérique et des échanges d'énergie entre polymères et turbulence

La Figure 3 illustre l'évolution du cosinus de l'angle φ entre la direction principale de 4 tenseurs importants, e_1 (vecteur propre associé à la plus grande valeur propre de chaque tenseur), et la direction longitudinale de l'écoulement, e_x , en fonction de la distance à la paroi, z^+ .

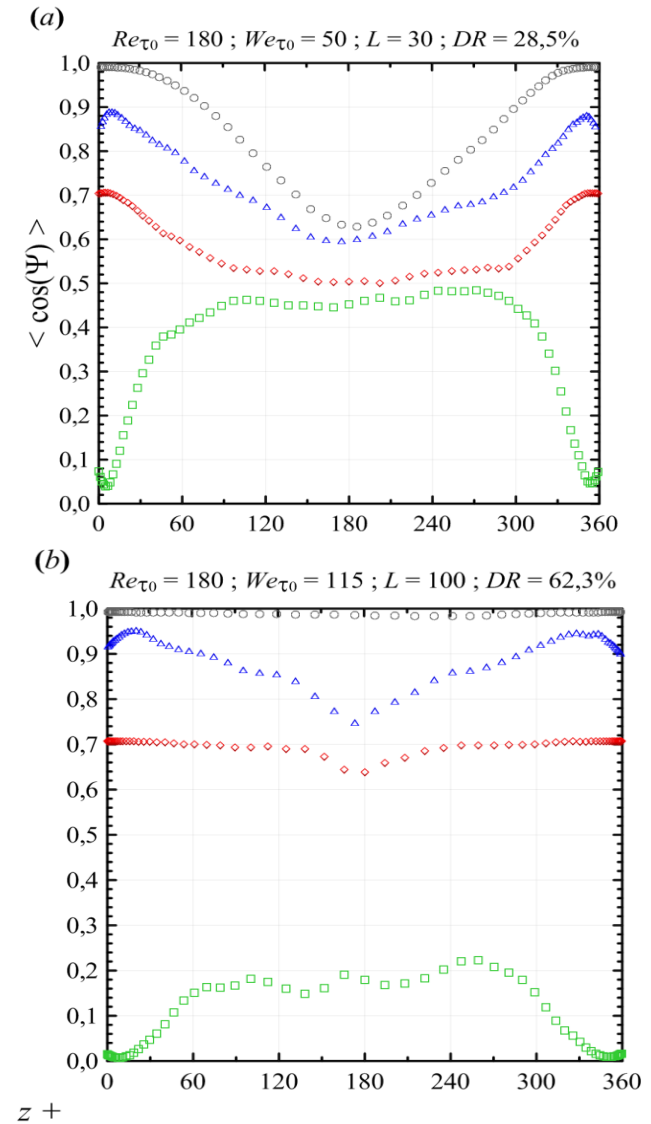


Figure 3. Evolution du cosinus de l'angle φ entre la direction principale de 4 tenseurs importants, e_1 (vecteur propre associé à la plus grande valeur propre de chaque tenseur), et la direction longitudinale de l'écoulement, e_x , en fonction de la distance à la paroi, z^+

$$\circ: \Psi(e_1^C, e_x), \triangle: \Psi(e_1^T, e_x), \diamond: \Psi(e_1^D, e_x), \square: \Psi(e_1^O, e_x)$$

Ces quatre entités tensorielles sont le tenseur de conformation \mathbf{C} , celui formé par les produits des

fluctuations de vitesse τ' (dont les termes sont définis comme $u'_i u'_j$), le tenseur taux de déformation D et le vecteur vorticité, ω (défini comme les termes non nuls du tenseur W).

On observe, pour tous les cas viscoélastiques analysés à la Figure 3, que le tenseur de conformation (cercles) est fortement aligné sur l'axe du canal. Le terme $\langle \cos(e_1^C, e_x) \rangle$ est égal à 1 à la paroi et minimal au centre du canal ($z^+ = 180$). Cette valeur minimale est cependant très sensible à la viscoélasticité du fluide, variant de 0,63 pour le cas le moins viscoélastique exploré ici (Fig. 3a) jusqu'à 0,98 pour celui le plus viscoélastique (Fig. 3b). En d'autres termes, pour le cas à $We_\tau = 115$ et $L = 100$, la presque totalité des chaînes polymériques est alignée sur la direction principale de l'écoulement.

Le tenseur τ' (triangles), lui aussi, présente un alignement sur la direction x , mais moins prononcé que le tenseur de conformation. Le pic d'amplitude de ce terme se situe en $z^+ \approx 8,2$ pour la Figure 3a et en $z^+ \approx 20$ pour la Figure 3b. Ces deux valeurs de z^+ correspondent aussi aux localisations des plans x - y sur lesquelles les étirements relatifs des polymères sont les plus importants en fonction du niveau de viscoélasticité (cf. Fig. 1). Par ailleurs, en confrontant les Figures 3a et 3b, il est intéressant d'observer que le $\cos(e_1^{\tau'}, e_x)$ est une fonction croissante de We_τ et L . Cette tendance est justifiée par le fait que l'augmentation de la viscoélasticité rend la composante longitudinale du tenseur de Reynolds plus élevée, alors que ses autres composantes se réduisent [19, 22].

À l'intérieur de la sous-couche visqueuse, l'angle entre la direction principale de D et e_x est égal à 45° ($\cos(e_1^D, e_x) \approx 0,7$). Cet alignement devient moins important en fonction de l'augmentation des fluctuations turbulentes et atteint une valeur minimale en $z^+ = 180$. Cependant, à $We_\tau = 115$ et $L = 100$, les tourbillons sont significativement supprimés par les polymères, ce qui rend la zone tampon plus étendue. En conséquence, le terme $\cos(e_1^D, e_x)$ devient constant et égal à environ 0,7 sur la presque totalité du canal (Fig. 3b).

En ce qui concerne l'orientation du vecteur vorticité (carrés), on observe tout d'abord que, près de la paroi, son alignement par rapport à e_x est nul. En revanche, le terme $\cos(e_1^\omega, e_x)$ est non nul dans la zone tampon et constant dans le noyau turbulent, où son amplitude est maximale. Enfin, on remarque que ce pic d'amplitude diminue avec la croissance de la viscoélasticité, encore un effet de la suppression de la turbulence causée par les polymères.

Il est intéressant d'observer que l'orientation préférentielle des tenseurs C et τ' sur la direction longitudinale de l'écoulement révèle un parallélisme dans le comportement de ces deux tenseurs. Ce fort alignement semble jouer un rôle important, non seulement dans le mécanisme d'étirement des molécules, mais aussi dans les échanges d'énergie entre les polymères et la turbulence, un point clarifié par la Figure 4. Pour cette figure, nous considérons l'équation de la contrainte de Reynolds détaillée par Dubief et al. [18] :

$$\frac{1}{2} \frac{\partial u_x'^2}{\partial t} = \underbrace{-u_x \frac{\partial u_x' u_i'}{\partial x_i}}_{A_x'} - \underbrace{u_x' \frac{\partial p'}{\partial x}}_{P_x'} + \underbrace{\frac{\beta_0}{Re_\tau} u_x' \frac{\partial^2 u_x'}{\partial x_i^2}}_{V_x'} + \underbrace{\frac{(1 - \beta_0)}{Re_\tau} u_x' \frac{\partial \Xi_{xi}'}{\partial x_i}}_{E_x'} \quad (6)$$

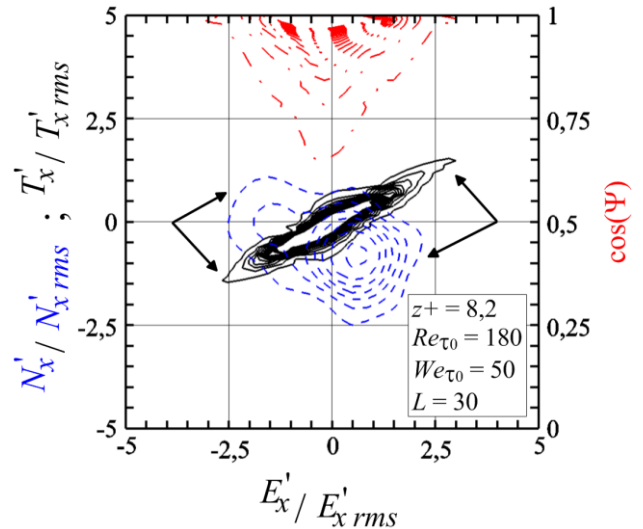


Figure 4. Densités de probabilité croisées entre T'_x et E'_x (—), entre N'_x et E'_x (---) et enfin entre E'_x et le cosinus de l'angle entre les directions principales des tenseur C et τ' , $\langle \cos(e_1^C, e_1^{\tau'}) \rangle$ (-·-·-·).

Le terme E'_x indique la fluctuation instantanée de l'énergie stockée ($E'_x < 0$) ou délivrée ($E'_x > 0$) par les polymères dans la direction x . Les termes complémentaires de fluctuation d'énergie représentent l'advection, A'_x , la distribution de pression, P'_x , et les contraintes visqueuses, V'_x . La somme $A'_x + P'_x + V'_x$ est appelée ici *fluctuation du travail newtonien* et dénotée par N'_x . La Figure 4 montre trois densités de probabilité croisées, notamment celle entre T'_x et E'_x (indiquée par les lignes continues), celle entre N'_x et E'_x (représentée par les lignes pointillées) et enfin la probabilité croisée entre E'_x et le cosinus de l'angle entre les directions principales des tenseur C et τ' , $\langle \cos(e_1^C, e_1^{\tau'}) \rangle$.

(lignes tiretées). Il est important de souligner que les termes énergétiques ont été normés par leurs moyennes quadratiques respectives et que ces densités de probabilité croisées ont été calculées dans le plan x - y situé en $z^+ = 8,2$ pour le cas le moins viscoélastique ($We_\tau = 50$ et $L = 30$).

Premièrement, il est intéressant d'observer que, même proches de la paroi ($z^+ \approx 8,2$), les polymères peuvent se contracter ($E'_x > 0$) en raison de la réduction des fluctuations d'énergie cinétique turbulente (T'_x) induite par la dissipation visqueuse prise en compte par le terme N'_x . Ensuite, les densités de probabilité croisées montrent que les valeurs positives les plus élevées de fluctuations du travail polymérique dans la direction longitudinale, E'_x , sont liées aux valeurs positives du terme T'_x . En revanche, les fluctuations du travail polymérique les plus négatives sont observées dans les régions où le terme T'_x est négatif. Enfin, dans ces deux cas, les polymères sont pourtant majoritairement alignés sur la direction principale de τ' . En d'autres mots, les transferts d'énergie les plus importantes entre la turbulence et les polymères se produisent dans des régions où ces derniers sont bien alignés sur la direction principale du tenseur τ' , ce qui indique que ce tenseur-là joue un rôle important dans le mécanisme d'interaction polymères-turbulence.

Il est important de souligner que les résultats présentés ici sont en accord avec ceux rapportés par Kim et al. [21], qui ont montré que le moment induit par les polymères réduit la force des tourbillons, en s'opposant à leurs mouvements de rotation. Nos résultats suggèrent que les polymères stockent une partie de l'énergie des tourbillons ($E'_x < 0$), en modifiant leur morphologie (voir Fig. 1). Ensuite, cette énergie est délivrée ($E'_x > 0$) aux régions de forte extension ($Q < 0$). Lors de ces interactions, les transferts d'énergie les plus importants se produisent dans des régions où les polymères sont orientés sur la direction principale de τ' , tenseur intrinsèquement lié à la production de tourbillons. Ces résultats indiquent, enfin, que les interactions polymère-turbulence sont responsables de l'étirement supplémentaire de macromolécules, suite à leur pré-étirement initial induit par l'écoulement moyen.

4. Conclusion

Nous étudions le mécanisme d'extension des polymères à l'aide de simulations numériques directes d'écoulements newtoniens et viscoélastique turbulents en canal plan, au nombre de Reynolds frictionnel de 180 et pour différents régimes de réduction de la traînée. Les écoulements visco-

élastiques sont analysés en utilisant le modèle de fluide FENE-P. Deux valeurs de We_τ et de L sont explorées, notamment $We_\tau = 50$, $We_\tau = 115$, $L = 30$ et $L = 100$.

Proche de la paroi, les polymères présentent les extensions les plus importantes. Par ailleurs, dans cette région, le tenseur de conformation ainsi que le tenseur produits des fluctuations de vitesse, τ' (dont les termes sont définis comme $u'_i u'_j$), sont fortement alignés sur la direction principale de l'écoulement (direction longitudinale x). Les densités de probabilité croisées montrent que les valeurs positives les plus élevées de fluctuations du travail polymérique dans la direction x , E'_x , sont liées aux taux de variation positifs du produit des fluctuations de vitesse dans la même direction, $\frac{\partial u'^2}{\partial t}$. En revanche, les fluctuations du travail polymérique les plus négatives sont observées dans les régions où le terme $\frac{\partial u'^2}{\partial t}$ est négatif. Dans ces deux cas pourtant, les polymères sont majoritairement alignés sur la direction principale de τ' . Ces fortes interactions entre polymères et turbulence produisent un étirement supplémentaire des macromolécules, suite à leur pré-étirement initial induit par l'écoulement moyen.

5. Remerciements

Nous souhaiterions remercier le Conseil National pour le Développement Scientifique et Technologique (CNPq) du Brésil pour le soutien financier de cette recherche au travers du Programme « Science sans Frontières ». Ces travaux ont bénéficié d'un accès aux moyens de calcul de l'IDRIS au travers de l'allocation de ressources 2014-i20142b2277 attribuée par GENCI.

6. Références

- [1] Forrest, F., Grierson, G. A. Friction losses in cast iron pipe carrying. *Paper Trade J.*, 92, 39-41 (1931).
- [2] Toms, B. A. Some observations on the flow of linear polymer solutions through straight tubes at large Reynolds numbers. *Proc. Intern. Congress Rheology*, Amsterdam, Section II, 135-141 (1948).
- [3] Mysels, K. J. Flow of thickened fluid. *December 27, US Patent 2 492, 173* (1949).
- [4] Virk, P. S., Mickley, H. S., Smith, K. A. The Toms phenomenon: turbulent pipe flow of dilute polymer solutions. *J. Fluid Mech.*, 22, 22-30 (1967).
- [5] Sellin, R. H. J., Hoyt, J. W., Poliert, J., Scrivener, O. The effect of drag reducing additives on fluid flows and there industrial applications part ii: present applications

- and futures proposals. *J. Hydraul. Res.*, 20, 235-292 (1982).
- [6] Pereira, A. S., Soares, E. J. Polymer degradation of dilute solutions in turbulent drag reducing flows in a cylindrical double gap rheometer device. *J. Non-Newt. Fluid Mech.*, 179, 9-22 (2012).
- [7] Pereira, A. S., Andrade, R. M., Soares, E. J. Drag reduction induced by flexible and rigid molecules in a turbulent flow into a rotating cylindrical double gap device: Comparison between poly (ethylene oxide), polyacrylamide, and xanthan gum. *J. Non-Newt. Fluid Mech.*, 202, 72-87 (2013).
- [8] White, C. M., Mungal, M. G. Mechanics and prediction of turbulent drag reduction with polymer additives. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 40, 235-256 (2008).
- [9] Lumley, J. L. Drag reduction by additives. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 11, 367-384 (1969).
- [10] Seyer, F. A., Metzner, A. B. Turbulence phenomena in drag reducing systems. *A.I.Ch.E. J.*, 492, 426-434 (1969).
- [11] Tabor, M., de Gennes, P. G. A cascade theory of drag reduction. *Europhys. Letter*, 7, 519-522 (1986).
- [12] L'vov, V. S., Pomyalov, A., Procaccia, I., Tiberkevich, V. Drag reduction by polymers in wall bounded turbulence. *Phys. Rev. Lett.*, 92, 244503-1-244503-4 (2004).
- [13] De Angelis, E., Casciola, C., L'vov, V. S., Pomyalov, A., Procaccia, I., Tiberkevich, V. Drag reduction by a linear viscosity profile. *Phys. Rev. E*, 70, 055301-1-055301-4 (2004).
- [14] Peterlin, A. Streaming birefringence of soft linear macromolecules with finite chain length. *Polymer* 2, 257-291 (1961).
- [15] Benzi, R., Angelis, E. De, L'vov, V. S., Procaccia, I. Identification and calculation of the universal asymptote for drag reduction by polymers in wall-bounded turbulence. *Phys. Rev. Lett.*, 95, 194502-1-194502-4 (2005).
- [16] Min, T., Yoo, J. Y., Choi, H., Joseph, D. D. Drag reduction by polymer additives in a turbulent channel flow. *J. Fluid Mech.*, 486, 213-238 (2003).
- [17] Dallas, V., Vassilicos, J. C., Hewitt, G. F. Strong polymer-turbulence interactions in viscoelastic turbulent channel flow. *Phys. Rev. E*, 82, 066303-1-066303-19 (2010).
- [18] Dubief, Y., White, C. M., Terrapon, V. E., Shaqfeh, E. S. G., Moin, P., Lele, S. K. On the coherent drag-reducing and turbulence-enhancing behaviour of polymers in wall flows. *J. Fluid Mech.*, 514, 271-280 (2004).
- [19] Thais, L., Gatski, T. B., Mompean, G. Some dynamical features of the turbulent flow of a viscoelastic fluid for reduced drag. *J. Turb.* 13, 1-26 (2012).
- [20] Armfield, S. W., Street, R. L. Fractional step methods for the Navier-Stokes equations on non-staggered grids. *ANZIAM J.*, 42(E), C134-C156 (2000).
- [21] Thais, L., Tejada-Martinez, A., Gatski, T. B., Mompean, G. A massively parallel hybrid scheme for direct numerical simulation of turbulent viscoelastic channel flow. *Comput. Fluids*, 43, 134-142 (2011).
- [22] Hunt, J. C. R., Wray, A. A., Moin, P. Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows. *Center for Turbulence Research - Proceedings of Summer Program Report CTR-S88*, 193-208 (1988).
- [23] Warholic, M. D., Massah, H., Hanratty, T. J. Influence of drag-reducing polymers on turbulence: Effects of Reynolds number, concentration and mixing. *Exp. Fluids*, 27, 461-472 (1999).
- [24] Kim, K., Li, C-F., Sureshkumar, R., Balachandar, L., Adrian, R. J. Effects of polymer stresses on eddy structures in drag-reduced turbulent channel flow. *J. Fluid Mech.*, 584, 281-299 (2007).

[Abridged English version]

Statistics and tensor analysis of polymer extensions in turbulent drag reducing channel flow

The addition of a small amount of high molecular weight polymers can lead to a pressure drop decrease in turbulent flows. Since the first observations [1-3], numerous experimental studies have been conducted in attempts to make practical use of polymer-induced drag reduction including long-distance transportation of liquids, oil well operations, fire fighting, transport of suspensions and slurries, and biomedical applications [4]. Phenomenological polymer drag reduction explanations gravitate around two major theories. According to the viscous theory independently proposed by Lumley [9] and Seyer and Metzner [10], polymer stretching in a turbulent flow produces an increase in the effective viscosity in a region outside of the viscous sublayer and in the buffer layer which suppress turbulent fluctuations, increasing the buffer-layer thickness and reducing the wall friction. The elastic theory postulated by Tabor and de Gennes [11] assumes that the elastic energy stored by the polymer becomes comparable to the kinetic energy in the buffer layer. Since the corresponding

viscoelastic length scale is larger than the Kolmogorov scale, the usual energy cascade is inhibited, which thickens the buffer layer and reduces the drag.

Despite the discrepancies between the two most prominent theories, what seems to be in accordance with both scenarios is the relevance of the coil-stretch polymer process, which further imposes a transient behaviour on drag reduction as well as subsequent polymer degradation a consequence of high polymer elongation. In the present work, we investigate the process of polymer coil-stretch with the aid of direct numerical simulations of turbulent channel flow of a viscoelastic FENE-P fluid, at zero-shear friction Reynolds number equal to 180. Tensor and statistical analysis are developed. The relative polymer stretch and the alignment between the conformation tensor and other relevant entities are studied. Additionally, joint probability density functions are used in order to correlate the polymer-turbulence exchanges of energy and polymer orientations.

Comparing Figures 1a and 1b it is observed that the number of vortices with a value of Q criterion equal to 0.7 decreases with increasing of viscoelasticity (We_τ and L). In viscoelastic flows the vortical structures are significantly weaker than in the Newtonian flow, which is considered a fundamental evidence of the polymer-turbulence interactions and the consequently drag reduction.

The percentage polymer extension, $\left\langle tr \left(\mathbf{C}/L^2 \right) \right\rangle$, is relatively high at the wall, achieving a peak in the near-wall region, of which the exact location vary with L and We_τ (Fig. 2). This peak is commonly associated with the streamwise vortices. After this point, $\left\langle tr \left(\mathbf{C}/L^2 \right) \right\rangle$ starts to decrease until reaching a minimum value at the channel center.

Polymers are allowed to coil within this region due to the reduction of turbulent kinetic energy (T'_x) by viscous dissipation (V'_x) (Fig. 4). Large positive polymer work fluctuations occur in regions where Newtonian turbulence is negative. In contrast, E'_x is closely related with positive growth rate of the product of streamwise velocity fluctuations, T'_x , indicating an important injection of energy into the flow. Quite surprisingly, in these both opposite scenarios, polymers are predominantly oriented along the principal direction of $\boldsymbol{\tau}'$, ($\cos(e_1^C, e_1^{\tau'}) \approx 1$), which reveals the relevance of this tensor for the polymer-turbulence interactions.