Interactions entre les structures cohérentes et les polymères dans les écoulements visco-élastiques turbulents en canal plan

Anselmo S. Pereira, Ramon S. Martins, Gilmar Mompean et Laurent Thais

Laboratoire de Mécanique de Lille (LML), CNRS, UMR 8107, École Polytechnique Universitaire de Lille, Université Lille Nord de France, F59655 Villeneuve d'Ascq, France

Résumé : Les écoulements turbulents présentent de nombreuses régions compactes et temporellement cohérentes connues génériquement sous l'appellation de « structures cohérentes ». On sait que la taille des structures cohérentes augmente lorsqu'on dilue un polymère élastique dans un solvant newtonien, ce qui est attribué au phénomène de réduction de la traînée turbulente par l'action des polymères. Dans le présent travail, les interactions entre les structures cohérentes et les polymères sont analysées à l'aide de simulations numériques directes d'écoulements newtoniens et visco-élastiques turbulents en canal plan. L'analyse est menée pour 4 nombres de Reynolds frictionnels (Re_τ = 180, 395, 590 et 1000), en mettant l'accent sur les changements morphologiques des vortex caractérisés par le deuxième invariant positif du tenseur gradient de vitesse, $\nabla \boldsymbol{u}$. Ces variations morphologiques sont prises en compte à travers la définition des événements Q. Pour les écoulements newtoniens, les régions tourbillonnaires sont également dominées par des événements Q2 (éjection) et Q4 (balayage). Pour les cas visco-élastiques, on observe une nette réduction des événements Q2 dans les régions tourbillonnaires en proche paroi, alors que les événements Q4 deviennent plus fréquents par rapport au cas newtonien. En outre, l'augmentation de la visco-élasticité rend les vortex plus étirés et d'intensité plus faible. Le moment induit par les polymères réduit la force des tourbillons, en s'opposant à leur mouvement de rotation. Enfin, dans les régions tourbillonnaires, le travail polymérique est négatif en moyenne, ce qui indique que le polymère s'étire à l'intérieur des vortex, en stockant l'énergie de ces derniers.

Mots-clé : réduction de la traînée ; turbulence ; structures cohérentes ; fluide visco-élastique ; événements Q ; écoulement en canal plan ; simulation numérique directe.

[Abridged English version on last page]

1. Introduction

Mieux comprendre les mécanismes d'entretien de la turbulence, ainsi que pouvoir contrôler précisément les écoulements turbulents demeure un sujet d'actualité non seulement d'un point de vue scientifique, mais aussi technologique. C'est un défi d'une rare complexité car les écoulement turbulents présentent une large gamme d'échelles spatiales et temporelles. Pourtant, parmi toutes les fluctuations présentes dans ce type d'écoulement, on peut identifier des régions compactes et temporellement cohérentes, génériquement appelées *structures cohérentes*.

Caractériser de telles structures, reste cependant un sujet de discussion et d'études, car elles sont, en général, extraites à partir de corrélations entre des variables du champ turbulent. On trouve en effet de nombreux critères d'identification de structures cohérentes dans la littérature [1-5]. Mais certaines caractéristiques sont partagées par la plupart de ces critères, ce qui a initié davantage d'études et de théories à propos des caractéristiques morphologiques de ces structures cohérentes, ainsi que de leur dynamique en interaction avec l'écoulement.

À ce propos, on sait que la dilution dans des concentrations très faibles d'un polymère élastique dans un solvant newtonien provoque toute une série de changements dans l'écoulement turbulent. La cause de ce phénomène, connu sous l'appellation de *réduction de la traînée*, est encore objet de nombreuses recherches, même s'il a été observé initialement à la fin des années 1930 [6-8]. Les applications pratiques en écoulements cisaillés sont nombreuses, comme le transport à grandes distances des liquides par pipelines [9], le transport des boues et des suspensions [10], la prévention de cavitation dans des turbomachines, l'augmentation de la portée de jets [11], et des applications biomédicales, comme la prévention de l'artériosclérose [12].

Il est connu que, dans les écoulements qui présentent une réduction de la traînée, les structures cohérentes sont plus grandes, moins intenses et moins fréquentes que dans un fluide newtonien pur. Kim et al. [13] ont prouvé que cela est dû au fait que le mouvement des

tourbillons crée des contraintes visco-élastiques dont les moments s'opposent à la rotation des tourbillons.

Dans le présent travail, nous revenons à l'approche mené par Kim et al. [13], mais en regardant l'écoulement de deux points de vue distincts : celui des régions tourbillonnaires et celui des régions non-tourbillonnaires (hyperboliques). Nous analysons également le comportement des fluctuations d'énergie polymérique dans ces deux régions mentionnées auparavant.

2. Méthodologie

Nous considérons des écoulements turbulents des fluides incompressibles et non-newtoniens en canal plan. Les trois directions principales de l'écoulement, à savoir les directions longitudinale, normale à la paroi et transversale, 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 normées par la demi-hauteur du canal, h, la vitesse de frottement à la paroi u_τ, et la viscosité cinématique totale de la solution à un taux de cisaillement nul, ν_0. Ainsi, l'équation de conservation de la quantité de mouvement prend la forme

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

où β_0 est le rapport de la viscosité cinématique newtonienne du solvant (ν_N) et 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 $Re_\tau = u_\tau h/\nu_0$. 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 et, par conséquent, définie comme $\Xi_{ij} = [f(tr(\boldsymbol{C}))\ C_{ij} - \delta_{ij}]/We_h$, 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 delta de Kronecker. Enfin, la fonction de Peterlin est définie comme $f(tr(\boldsymbol{C})) = (L^2 - 3)/(L^2 - tr(\boldsymbol{C}))$ où L dénote l'extension maximale de la chaîne polymérique et $\boldsymbol{C}$ indique le tenseur de conformation donné par l'équation

$$\frac{\partial C_{ij}}{\partial t} + u_k \frac{\partial C_{ij}}{\partial x_k} = C_{ik} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \frac{\partial u_i}{\partial x_k} C_{kj} - \Xi_{ij} + \frac{1}{Pr_C \mathrm{Re}_\tau} \frac{\partial^2 C_{ij}}{\partial x_k^2} \quad . \quad (2)$$

Le terme $Pr_C = \nu_0/k_C$ indique le nombre de Prandtl et k_C est le coefficient de diffusion artificiel.

Thais et collaborateurs [14-15] 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.

Quatre nombres de Reynolds frictionnels ont été analysés, Re_τ = 180, 395, 590 et 1000. Les deux paramètres clés du modèle FENE-P, à savoir l'extensibilité maximale de la chaîne polymérique, 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 visco-élastique à $Re_\tau = 180$, cf. 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 $Re_\tau = 180$ pour les cas visco-élastiques et ses respectives pourcentages de réduction de la traînée (DR %).

3. Les effets du polymère sur les structures cohérents

3.1 Le critère Q d'identification de vortex

Afin d'identifier les structures cohérentes, nous considérons le critère Q, proposé par Hunt et al. [1]. Pour les écoulements incompressibles, ce critère, basé sur le deuxième invariant du tenseur gradient de vitesse, $\nabla \boldsymbol{u}$, est

$$Q = \frac{1}{2}\left(\|W\|^2 - \|D\|^2\right) > 0 \quad , \quad (3)$$

ce qui indique les régions spatiales où la norme euclidienne du tenseur taux de rotation (vorticité), $\|\boldsymbol{W}\|$, est plus important que celle du tenseur taux de déformation, $\|\boldsymbol{D}\|$.

La figure 1 montre des iso-surfaces des structures cohérentes obtenues en utilisant le critère Q à partir des champs de vitesse des écoulements turbulents d'un fluide newtonien (à gauche) et visco-élastique (à droite). Sur cette figure, le nombre de Reynolds frictionnel, Re_τ (180, 395, 590 et 1000), augmente de haut en bas. Les structures cohérentes sont colorées à partir de la norme locale du vecteur vitesse instantanée,

$|\boldsymbol{u}|$. En ce qui concerne les écoulements newtoniens, on observe dans les figures 1a-d, l'augmentation substantielle de la quantité de structures tourbillonnaires à mesure que Re_τ augmente ; c'est une conséquence directe de l'intensification de la turbulence. En analysant les figures 1e-h pour les écoulements visco-élastiques, on remarque que l'addition de polymères provoque une forte suppression des vortex. Même si la quantité de vortex augmente avec Re_τ, ces structures deviennent beaucoup moins nombreuses par rapport au cas newtonien en fonction de l'action des polymères. On remarque également que les polymères rendent la morphologie des tourbillons plus étirée.

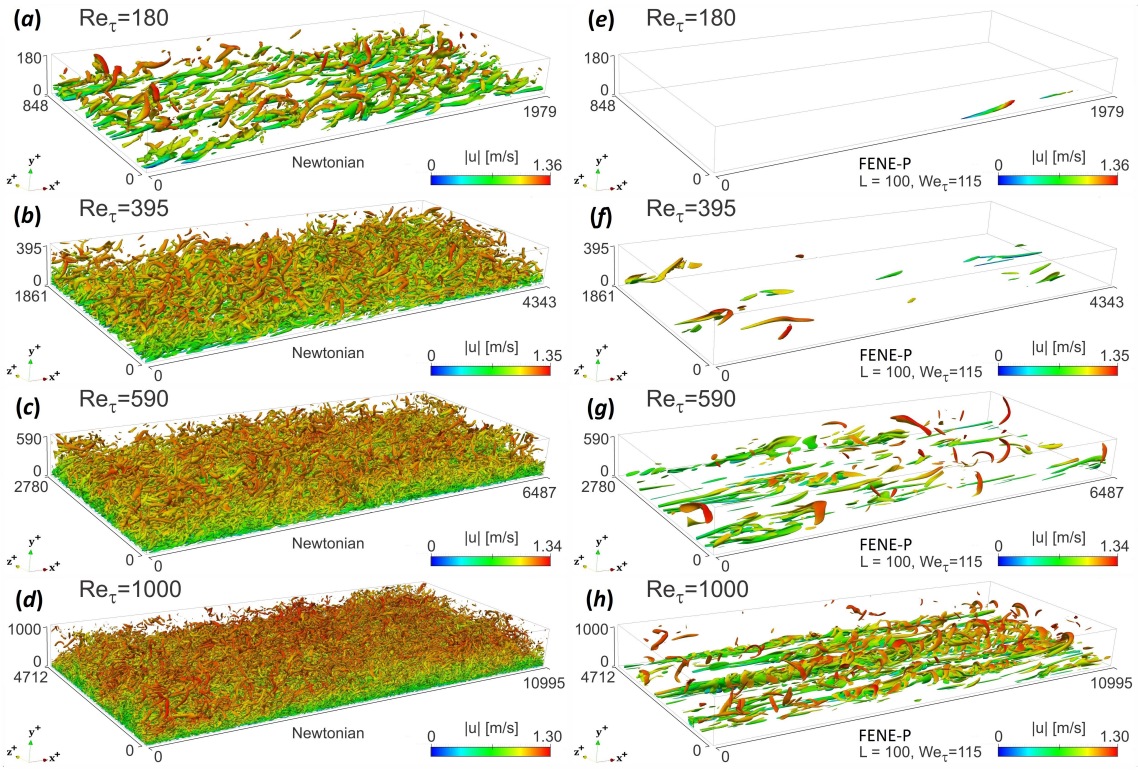

Figure 1. Structures cohérentes tridimensionnelles représentées par les iso-surfaces des régions tourbillonnaires définies par les valeurs positives du second invariant du tenseur gradient de vitesse, $\nabla \boldsymbol{u}$ (Critère Q, avec Q = 1,5). Les couleurs indiquent la norme de la vitesse instantanée, $|\boldsymbol{u}|$. Colonne à gauche (Newtonien). Colonne à droite (Fluide visco-élastique).

3.2 Mouvements de fluide au voisinage des structures cohérentes : les événements Q

On connaît le rôle joué par les tensions de Reynolds ($-\rho\overline{u'v'}$) dans un écoulement turbulent. Elles sont notamment responsables de l'aplatissement du profil de vitesse dans les écoulements en canal plan ou en conduite circulaire, une conséquence du profil de tensions typique généré dans ces types d'écoulement [15]. Les tensions de Reynolds sont nulles sur la paroi (où $u' = v' = 0$) et montent jusqu'à une valeur maximale à une certaine distance de la paroi, pour, ensuite, revenir asymptotiquement vers zéro à mesure que la vitesse dans la direction principale (u) se linéarise.

Les mécanismes responsables de ce comportement sont cachés dans les donnés statistiques de l'écoulement turbulent. Si l'on regarde la densité de probabilité des fluctuations de vitesse u' et v' par la méthode des quadrants (plan u'-v'), on verra que les événements du deuxième quadrant, Q2 (éjections), pour lesquels $u' < 0$ et $v' > 0$, et du quatrième quadrant, Q4 (balayage), pour lesquels $u' > 0$ et $v' < 0$, sont plus fréquents. Ceux-ci produisent une moyenne positive pour les tensions de Reynolds ($-\rho\overline{u'v'} > 0$).

Chaque combinaison de fluctuations de vitesse (chaque quadrant dans le plan u'-v') produit un type de mouvement de fluide dans le voisinage des structures cohérentes. Les deux événements les plus fréquents (les éjections Q2, et les balayages Q4) sont caractérisés, respectivement, par des « élévations » brusques de fluide de faible vitesse de la paroi vers le centre de l'écoulement, et des « descentes de fluide » en sens inverse en direction de la paroi.

Les éjections (événements Q2) induisent la formation de structures cohérentes tridimensionnelles en forme

d'épingles à cheveux appelées *hairpins*. Typiquement, ces structures sont composées par trois parties morphologiques bien définies. Les jambes (*legs*), représentent les régions de rotation quasi-alignée dans la direction principale de l'écoulement (rotation sur le plan *y-z*, ω_x). La tête (*head*) est caractérisée par une rotation alignée sur la largeur du canal (rotation sur le plan *x-y*, ω_z). Finalement, les cous (*necks*) font les connections entre les jambes et la tête du *hairpin*.

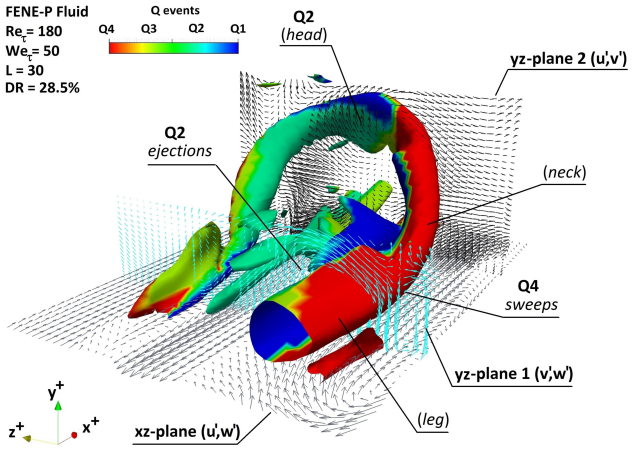

Figure 2. *Hairpin* typique extrait d'un écoulement visco-élastique *(Re_τ = 180 ; L = 30 ; We_τ = 50). Q* = 0,7.

L'interaction entre les *hairpins* et l'écoulement a été largement explorée dans la littérature newtonienne (voir la revue remarquable par Adrian [16]). À l'opposé, l'étude des structures cohérentes dans les écoulements de fluides non-newtoniens est bien plus récente. Un des premiers travaux a été publié par Kim et al. [13], basé notamment sur les études menés par De Angelis et al. [17], Stone et al. [18] et Dubief et al. [19].

Un *hairpin* typique extrait à partir de l'écoulement visco-élastique le plus faible parmi ceux qui ont été analysés ici (Re_τ = 180 ; L = 30 ; We_τ = 50) est présenté sur la figure 2 en utilisant le critère Q d'identification de vortex.

Cette structure tourbillonnaire est colorée à partir des événements *Q*. La figure 2 montre que ces régions tourbillonnaires typiques sont dominées essentiellement par des événements d'éjection (Q2) et de balayage (Q4). En ce qui concerne les différentes parties du *hairpin*, sa tête (formée grâce à des régions d'éjection) est définie par une forte vorticité transverse, alors que ses jambes présentent une importante vorticité longitudinale, chaque jambe en tournant en sens inverse l'une de l'autre. Les cous présentent des inclinations d'environ 45 degrés par rapport au plan *x-z*, où l'on a tracé les composants instantanées u' et w'. Les mouvements de rotation qui entourent les jambes aussi bien que la tête du *hairpin* sont mis en évidence par les composantes du vecteur fluctuation de vitesse sur les deux plans *y-z* indicés 1 et 2.

Les apparitions des événements Q2 et Q4 sont maintenant analysés prenant en compte uniquement les régions tourbillonnaires selon le critère Q en fonction de la distance à la paroi. Les résultats concernant les écoulements à Re_τ = 180 sont présentés sur la figure 3, où l'on voit que les événements Q2 (figure 3a) et Q4 (figure 3b) sont également probables pour le cas newtonien. En revanche, à mesure que l'écoulement devient plus visco-élastique, ce scénario change. La viscoélasticité rend les événements d'éjections moins fréquents, surtout dans les régions proches de la paroi, alors que le pourcentage d'événements de balayage augmente.

Le déséquilibre entre des événements Q2 et Q4 modifie la morphologie des *hairpins*, en rendant leurs jambes plus étirées. En outre, les tourbillons deviennent plus

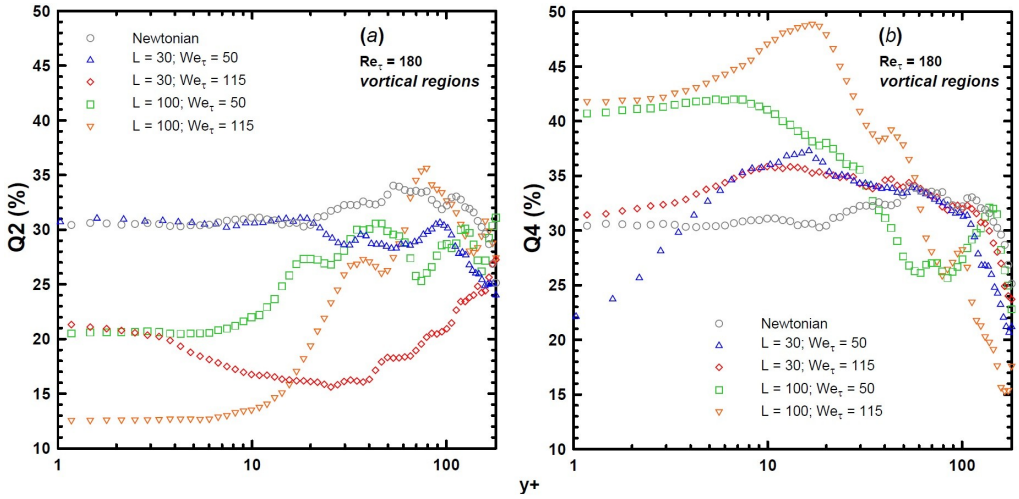

Figure 3. Distribution du pourcentage des événements Q2 et Q4 dans les régions tourbillonnaires en fonction de la distance à la paroi, y^+.

faibles et leur tête, formée par des événements Q2, est supprimée considérablement, comme déjà visible à la figure 1 mentionnée auparavant.

4. Pourquoi les *hairpins* deviennent-ils plus faibles, plus grands et moins fréquents en présence de polymères ? - Moments des forces et énergie polymérique.

Pour mieux comprendre l'effet des polymères sur les structures turbulentes, on considère d'abord, l'analyse du signe du produit de la vorticité du fluide dans la direction principale de l'écoulement par le moment de la force induite par les polymères dans la même direction. En d'autres termes, on étudie le signe du produit $P = (\nabla\times\boldsymbol{u})_x \cdot (\nabla\times\boldsymbol{f_p})_x$. Le terme polymérique est le rotationnel de la contrainte polymérique $\boldsymbol{f_p} = [(1 - \beta)/Re_\tau]\partial\boldsymbol{\Xi}/\partial\boldsymbol{x}$.

En effet, en analysant la quantité P mentionnée ci-dessus, tracée sur la figure 4 pour les régions tourbillonnaires à Re_τ = 180, on remarque que le moment de la force due aux polymères réduit l'intensité du vortex en s'opposant à la vorticité, ce qui est indiqué par le signe négatif de P. Ceci est en accord avec les résultats obtenus par Kim et al. [8] qui ont réalisé la même analyse pour tout le domaine, et non pas seulement pour les régions tourbillonnaires.

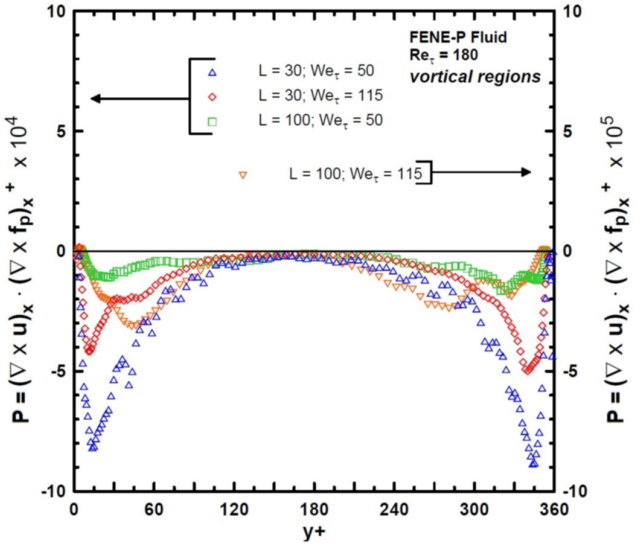

Figure 4. Distribution du torque polymérique instantané normalisé dans les régions tourbillonnaires le long de la distance de la paroi, y^+.

À mesure que l'on augmente la visco-élasticité, l'intensité du moment de la force due aux polymères dans les régions tourbillonnaires diminue. Ce comportement semble être contraire aux résultats trouvés par Kim et al. [13]. Cependant, nous croyons qu'il s'agit d'une question de statistique, vu que les auteurs mentionnés ont travaillé avec des moyennes en temps et espace, alors que nous avons opté pour des moyennes purement spatiales. Ainsi, il est possible que, localement, l'amplitude des moments dû aux polymères a augmenté – ce qui expliquerait la réduction de l'intensité des structures cohérentes dans les écoulements en des régimes plus importants de réduction de la traînée –, même si la moyenne spatiale diminue. Nous soulignons que cette tendance de diminution de termes moyens de fluctuation en augmentant la visco-élasticité a été trouvée également par Thais et al. [20].

Pour analyser l'énergie stockée et libérée par les polymères à partir de chaque composante de vitesse fluctuante, on considère l'équation des tensions de Reynolds (voir l'équation 4.1 dans [13]).

$$\underbrace{\frac{1}{2}\frac{\partial u'^2_x}{\partial t}}_{T'_x} = \underbrace{-u'_x\frac{1}{2}\frac{\partial\left(u'_x u'_i\right)}{\partial x_i}}_{A'_x} \underbrace{-u'_x\frac{1}{2}\frac{\partial p'}{\partial x_x}}_{P'_x} + \underbrace{\frac{\beta_0}{Re_\tau}u'_x\frac{\partial^2 u'_x}{\partial x_i^2}}_{V'^x} + \underbrace{\frac{\left(1-\beta_0\right)}{Re_\tau}u'_x\frac{\partial \Xi'_{xi}}{\partial x_i}}_{E'_x}, \qquad (4)$$

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 de chacun des termes mentionnés ci-dessus s'égale à la fluctuation instantanée d'énergie cinétique turbulente, T_x'.

La figure 5 montre la distribution de la fluctuation d'énergie polymérique en unité de paroi dans la direction principale de l'écoulement ($E_x'^+ = E_x'(\nu/u_\tau^4)$) en fonction de la distance à la paroi. Cette analyse est menée pour les régions tourbillonnaires (figure 5a) et pour les régions hyperboliques où le taux de déformation est plus important que le taux de rotation (figure 5b). Pour les régions tourbillonnaires, le travail polymérique est, en moyenne, négatif, indiquant que les polymères s'étirent, en stockant de l'énergie turbulente à l'intérieur des *hairpins*. À contrario, le travail des polymères est essentiellement positif dans les régions hyperboliques, où ils se pelotonnent et fournissent de l'énergie à l'écoulement. La quantité d'énergie est plus importante dans la zone tampon (*buffer layer*) et dans la zone logarithmique.

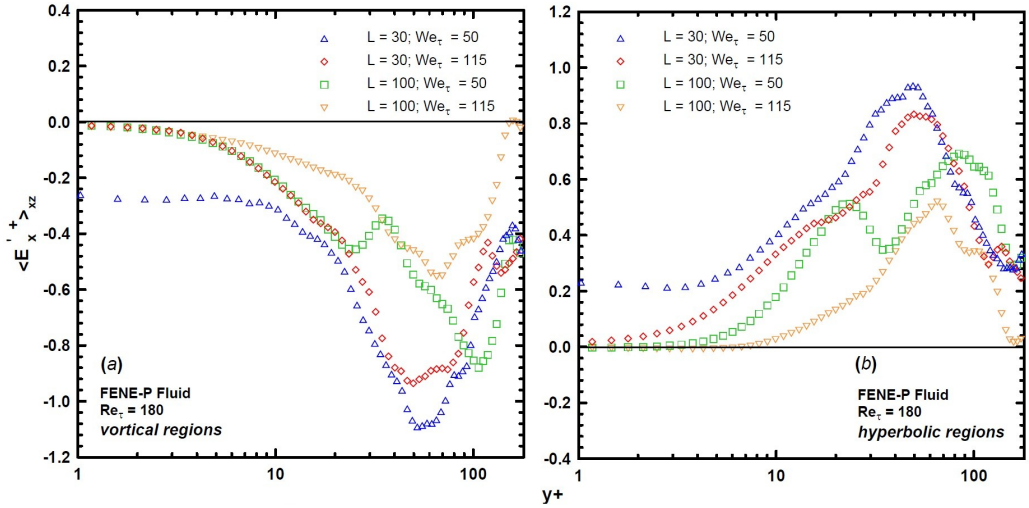

Figure 5. Fluctuations de l'énergie polymérique dans la direction de l'écoulement normalisé en fonction de la distance à la paroi séparées en régions : (a) tourbillonnaires et (b) hyperboliques.

L'augmentation de la visco-élasticité provoque une diminution de la moyenne spatiale de la fluctuation d'énergie polymérique dans les deux régions analysées. Encore une fois, localement, les valeurs d'énergie deviennent plus importantes à mesure que l'on augmente la visco-élasticité, même si, en moyenne, elles diminuent.

5. Conclusions

Nous avons utilisé des champs de vitesse instantanés d'écoulements turbulents de fluides newtonien et visco-élastique en canal plan obtenus par DNS pour analyser comment les structures cohérentes et les polymères interagissent, afin de mieux comprendre la dynamique des écoulements qui présentent une réduction de la traînée.

Comme déjà constaté dans la littérature, nous avons constaté que les structures cohérentes en forme d'épingles à cheveux (*hairpins*) deviennent plus grandes, plus faibles et moins fréquentes à mesure que l'écoulement devient plus visco-élastique. Dans les régions tourbillonnaires (selon le critère Q d'identification de vortex), les événements d'éjection, c'est-à-dire les régions où la vitesse fluctuante dans la direction principale est négative ($u' < 0$) et la vitesse fluctuante dans la direction normale à la paroi est positive ($v' > 0$), sont moins fréquents près de la paroi (sous-couche visqueuse et zone tampon) en présence de polymères. D'autre part, les événements de balayage ($u' > 0$ et $v' < 0$) sont plus fréquents.

Afin de comprendre les changements morphologiques des structures cohérentes, nous avons analysé également le moment de la force induite par les polymères dans les régions tourbillonnaires. Leur rotation est, en effet, contraire à celle imposée par la vorticité du fluide, ce qui explique non seulement les changements de forme, mais aussi de force et de fréquence des *hairpins*.

Finalement, nous avons comparé le rôle joué par le terme d'énergie polymérique fluctuante dans la direction principale de l'écoulement dans les régions tourbillonnaires et hyperboliques. Les résultats suggèrent que les polymères s'étirent et puisent de l'énergie des fluctuations de vitesses dans les régions tourbillonnaires pour la libérer dans les régions hyperboliques en se pelotonnant.

6. Remerciements

Nous tenons à remercier chaleureusement Monsieur Roney L. Thompson pour tous les conseils et discussions concernant non seulement cet article, mais aussi d'autres articles et d'autres sujets dont nous aimons discuter. Nous souhaiterions remercier également 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.

Références

[1] 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).

[2] Chong, M. S., Perry, A. E. and Cantwell, B. J. A general classification of three-dimensional flow fields, *Physics of Fluids A*, 2 (5), 765-777 (1990).

[3] Jeon, J. and Hussain F., On the identification of a vortex, *Journal of Fluid Mechanics*, 285, 69-94 (1995).

[4] Zhou, J., Adrian, R. J., Balanchandar, S. and Kendall, T. M. Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow, *Journal of Fluid Mechanics*, 387 353-396 (1999).

[5] Chakraborty, P., Balanchandar, S., Adrian, R.J. On the relationships between local vortex identification schemes. *Journal of Fluid Mechanics*, 535, 189-214 (2005).

[6] Forrest, F., Grierson, G.A. Friction losses in cast iron pipe carrying. *Paper Trade Journal*, 92, 39-41 (1931).

[7] Toms, B. A. Some observations on the flow of linear polymer solutions through straight tubes at large Reynolds numbers. *Proceedings of the International Congress of Rheology, Holland, North-Holland, Amsterdam, Section II*, 135-141 (1948).

[8] Mysels, K.J. Flow of thickened fluid. *US Patent 2 492*, 173, December 27 (1949).

[9] 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. *Journal of Hydraulic Research*, 20, 235-292 (1982).

[10] Golda, J. Hydraulic transport of coal in pipes with drag reducing additives. *Chemical Engineering Communications*, 45, 53-67 (1986).

[11] Fabula, A.G. Fire-fighting benefits of polymeric friction reduction. *Transactions of the ASME. Series D, Journal of Basic Engineering*, 93-453 (1971).

[12] Greene, H.L., Mostardi, R.F., Nokes, R.F. Effects of drag reducing polymers on initiation of atherosclerosis. *Polymer Engineering & Science*, 20-449 (1980).

[13] Kim, K., Li, C.-F., Sureshkumar, R., Balachandar, S., Adrian, R.J. Effects of polymer stresses on eddy structures in drag-reduced turbulent channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 584, 281-299 (2007).

[14] Thais, L., Tejada-Martinez, A., Gatski, T.B., Mompean, G. A massively parallel hybrid scheme for direct numerical simulation of turbulent viscoelastic channel flow. *Computers & Fluids*, 43, 134-142 (2011).

[15] Thais, L., Gatski, T.B., Mompean, G. Some dynamical features of the turbulent flow of a viscoelastic fluid for reduced drag. *Journal of Turbulence*, 13 (19), 1-26 (2012).

[16] Adrian, R.J. Hairpin vortex organization in wall turbulence. *Physics of Fluids*, 19, 041301 (2007).

[17] De Angelis, E., Casciola, C.M., Piva, R. DNS of wall turbulence: dilute polymers and self-sustaining mechanisms. *Computers & Fluids*, 31, 495-507 (2002).

[18] Stone, P.A., Roy, A., Larson, R.G., Waleffe, F., Graham, M.D. Polymer drag reduction in exact coherent structures of plane shear flow. *Physics of Fluids*, 16, 3470 (2004).

[19] 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. *Journal of Fluid Mechanics*, 514, 271-280 (2004).

[20] Thais, L., Gatski, T.B., Mompean, G. Analysis of polymer drag reduction mechanisms from energy budgets. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 43, 52-61 (2013).

Interactions between coherent structures and polymers in turbulent viscoelastic channel flows

Anselmo S. Pereira, Ramon S. Martins, Gilmar Mompean and Laurent Thais

Laboratoire de Mécanique de Lille (LML), CNRS, UMR 8107, École Polytechnique Universitaire de Lille, Université Lille Nord de France, F59655 Villeneuve d'Ascq, France

Abstract : Turbulent flows present several compact and spatially coherent regions generically known as *coherent structures*. It is known that the dilution of an elastic polymer in a Newtonian solvent increases the size of such structures, which is closely related with the drag reduction phenomenon. In the present work, direct numerical simulations of turbulent channel flow of viscoelastic FENE-P fluids are used to investigate the interactions between coherent structures and polymers. The analysis are carried out here for four frictional Reynolds numbers (Re_τ = 180, 395, 590 and 1000), emphasizing morphological changes of vortical regions defined as the positive second invariant of the velocity gradient tensor, $\nabla \boldsymbol{u}$. These changes are computed using the Q-events definition. For Newtonian flows, vortical regions are dominated by Q2 (ejections) and Q4 (sweeps) events. However, for viscoelastic flows, the percentage of Q2 events in near-wall swirling regions dramatically decreases, whereas Q4 events become more frequent. Moreover, as the viscoelasticity increases, the thickness and the streamwise lengths of vortices increase and their swirling strength become weaker. Polymer torques reduce the vortex strength by opposing the swirling motions. Lastly, in swirling regions, polymers are predominately stretching and storing energy from the vortices. In contrast, significant polymer releases of energy are observed in hyperbolic regions.

Keywords: drag reduction; turbulence; coherent structures; Q-criterion; Q-events; channel flow; DNS.

Abridged Version: A better understanding of the mechanisms of turbulence maintenance and control remains a considerably desired subject not only for scientific interests, but also because of technical and practical applications. Part of such understanding is related to the dynamics of the so called *coherent structures*. These instantaneously compact and spatially coherent regions present, for Newtonian fluids, well known morphology and evolution mechanism which undergo changes if a very small amount of polymers of long and elastic chains. In this case, the solution starts behaving like a viscoelastic fluid and drag reduction phenomenon takes place. It is known that, in drag-reducing flows, coherent structures become larger, weaker and less frequent, and one reasonable explanation was suggested by Kim et al. [13]. The authors found that the polymer torque acts in the opposite direction to the vorticity, which reduces the strength of the vortices. In the present work, we analyze the interaction between coherent structures and polymers by evaluating torques and the fluctuating energy of polymers of viscoelastic fluids using snapshots of DNS of turbulent channel flows. The FENE-P model is considered and its two main parameters (L, the maximum chain extensibility, and We_τ, the frictional Weissenberg number) were varied, leading to four different drag reduction regimes (see Table 1).

In order to identify coherent structures in the flow field, we applied the Q-criterion [1]. This vortex identification criterion was applied to four frictional Reynolds numbers (Re_τ = 180, 395, 590 and 1000) for both Newtonian (figures 1a-d) and viscoelastic (L= 100 and We_τ = 115, figures 1e-h). Viscoelasticity clearly reduce the strength, the shape and the frequency of coherent structures.

It is known that important fluid motions occur around the coherent structures. Such motions can be classified with the aid of quadrant methodology, which identifies the four different combination of velocity fluctuations in streamwise and spanwise directions (u' and v', respectively), named Q-events. The Q2 events ($u' < 0$ and $v' > 0$) are responsible for the generation of the well known hairpin vortices, particularly for shaping their head. Figure 2 presents an isolated hairpin vortex colored with the Q-events, while figure 3 shows the distribution of Q2 and Q4 events in swirling regions (according to the Q-criterion) along the wall distance for several fluids. The latter shows that viscoelasticity tends to diminish the occurrence of Q2 events in the near-wall region, while Q4 events become more frequent.

As shown in figure 4, we evaluated the relation between the torque induced by the polymers and the vorticity in the streamwise direction. Polymer torque acts mostly against the tendency imposed by vorticity, which not only explains the changes in the shape of hairpin vortices, but also in the frequency of Q2 events.

Finally, we investigated the polymer fluctuating energy contribution in both swirling and hyperbolic regions. Interestingly, the results suggest that polymers stretch and take energy from velocity fluctuations in the swirling regions, whereas in the hyperbolic regions they curl up and release it (see figure 5).