

Les fluctuations globales d'énergie

Thème animé par Olivier Cadot

Le thème est introduit par une présentation générale du sujet effectuée par O. Cadot. Il rappelle que l'idée d'étudier les propriétés de la turbulence par le biais des fluctuations globales (intégrées sur tout le volume) de l'énergie a été introduite par A. Pumir dans des simulations numériques et expérimentalement par Labbé *at al.* Evidemment, dans la cas expérimental, on n'a pas accès à l'énergie totale de l'écoulement et on ne peut donc étudier que les fluctuations de la puissance "instantanée" injectée pour maintenir l'écoulement stationnaire. Deux modes de forçage sont fondamentalement possibles : on maintient la vitesse à grande échelle constante (et on a donc des fluctuations de couple et de puissance injectée), ce mode sera baptisé ici Ω , ou bien on maintient la force ou le couple à grande échelle constant (et on a donc des fluctuations de vitesse et de puissance injectée), ce mode sera baptisé ici Γ .

O. Cadot présente alors les résultats expérimentaux de mesures de puissance effectuées sur la "machine à laver", un écoulement entraîné par deux disques (avec pales) contrarotatifs dans un cylindre fermé de rapport d'aspect 1. Les disques peuvent être asservis en vitesse constante (mode Ω) ou en couple constant (mode Γ). Une remarque importante est que l'inertie des disques n'a pas d'importance en Ω alors qu'elle peut influencer le mode Γ . Le premier résultat important qui apparaît est que la distribution de probabilité de la puissance injectée P présente une skewness négative dans le mode Ω et positive dans le mode Γ . La salle se pose immédiatement d'expliquer la contradiction de ce résultat avec ceux obtenus par Labbé et Pinton (skewness positive dans le mode Ω). Comme l'expliquent alors Cadot et Pinton, les explications de ce désaccord peuvent être multiples : 1) les mesures de Lyon mesurent la puissance en retranchant la dissipation Joule dans les moteurs, dont l'évaluation est délicate et conduit à retrancher un terme quadratique RI^2 qui peut fausser complètement la skewness s'il est mal mesuré ; 2) le rapport d'aspect des manip est différents ; 3) le temps de réponse de l'électronique ; 4) le type d'asservissement des moteurs (en courant continu à Lyon, en courant haché au Havre). Quoi qu'il en soit, les mesures du Havre donnent clairement une skewness négative dans le mode Ω .

Les mesures montrent aussi que le taux de fluctuation de P_Ω est le double de celui de P_Γ . Ce facteur 2 ainsi que les signes opposés de la skewness sont expliqués par un petit modèle proposé par Titon et Cadot dont les ingrédients essentiels sont : 1) la vitesse Ω diminue quand le freinage dû à la turbulence (mesuré en mode Γ) augmente ; 2) le couple de freinage turbulent est proportionnel à Ω^2 . Expérimentalement, on constate aussi que la skewness semble décroître en $\log(Re)$. Par ailleurs, le spectre temporel des fluctuations de P présente une puissance importante et des pics à basse fréquence qui indiquent de lentes réorganisations globales de l'écoulement. Ceci a aussi été constaté au CEA comme l'indique A. Chiffaudel qui signale que le simple ajout d'un anneau sur les parois modifie complètement les tourbillons à grande échelle (voir ci-après). J.-F. Pinton ajoute que la hauteur des pales peut changer l'écoulement global.

U. Frisch demande alors si on a observé des corrélations entre fluctuations de pression et de puissance injectée. O. Cadot répond que de telles mesures ont été

effectuées en utilisant une sonde de pression sur une paroi du cylindre et en effectuant des moyennes synchrones de P_Ω synchronisées sur les pics de dépression (donc les filaments). Un profil caractéristique de P_Ω émerge alors avec un pic positif suivi immédiatement d'un pic négatif (par rapport à la moyenne) légèrement plus intense (et qui produit la skewness négative) et synchronisé avec la détection du filament. L'écoulement "consomme" donc un peu plus de puissance pendant la "fabrication" du filament et en restitue lors de son explosion, le temps de vie des filaments étant de l'ordre de un temps de retournement.

B. Dubrulle présente alors un travail numérique sur un modèle de fluctuations globales de l'énergie dans le cas où le forçage en mode Γ est modélisé par un bruit rouge.

Le groupe du CEA représenté par F. Ravelet pose alors le problème de la stabilité et de la reproductibilité de l'écoulement dans la "machine à laver". En utilisant des disques à pales courbées, ils ont montré que la structure globale de l'écoulement est complètement modifiée selon que les pales "arrachent" (le fluide voit "(") ou "écrasent" le fluide (le fluide voit "("). En plus, le comportement de la dissipation totale avec le nombre de Reynolds n'est pas le même pour les deux modes systèmes de disques. Ils ont également observé que l'écoulement global effectue des transitions avec hystérésis entre des états où un seul des deux moteurs fournit toute la puissance pour maintenir le flot. Le système a donc trois états possibles, avec soit une seule cellule de circulation fixée sur un des disques, soit un état symétrique avec deux cellules sur la hauteur du cylindre, ce dernier état n'étant que marginalement stable. Les histogrammes de pression présentent donc aussi deux pics correspondant aux transitions entre les deux états asymétriques.

C. Cichowlas présente alors des mesures de distribution d'énergie globale ou de puissance dissipée/injectée dans des simulations numériques d'un vortex de Taylor-Green (configuration proche de la "machine à laver") effectuées avec M.E. Brachet. Les résultats sont en très bon accord avec ceux expérimentaux de O. Cadot mais sont en plus illustrés par des animations impressionnantes des spectres d'énergie instantanés qui montrent que celui-ci se comporte quasiment comme une corde vibrante sur laquelle se propagent des excitations qui se déplacent des grandes échelles (le forçage) vers les petites échelles (la dissipation).

A. Noullez présente alors rapidement les résultats de simulation numériques sur le problème de la distribution de probabilité de sommes de variables indépendantes mais non-équidistribuées. Le théorème de la limite centrale ne s'applique pas dans ce cas, mais une distribution gaussienne de la somme est cependant observée si la somme des variances des variables individuelles diverge avec le nombre de variables (comme c'est en fait le cas si les variables étaient équidistribuées). Si la somme des variances est convergente lorsque le nombre de variables tend vers l'infini (p.ex. si la variance de la variable k va comme k^β avec $\beta < -1$), la distribution de la somme n'est plus gaussienne, dépend de β et de la distribution des variables individuelles, mais est assez proche de la distribution de Gumbel qui reproduit assez bien la distribution des grandeurs globales observée expérimentalement.

D. Vincenzi présente alors un modèle simple pour décrire la dynamique d'un polymère dans un écoulement turbulent. En représentant le polymère par deux masses

séparées par un ressort et la turbulence par un champ de vitesse lisse en espace et décorrélé en temps, la distribution de probabilité des élongations du polymère a été obtenue et est contrôlée par le nombre de Weissenberg qui mesure le rapport entre le temps de Lyapounov pour la séparation des trajectoires de l'écoulement et le temps caractéristique d'amortissement du ressort représentant le polymère. Aux petits nombres de Weissenberg, le polymère garde une taille caractéristique fixée et reste "enroulé". Lorsque le nombre de Weissenberg devient supérieur à 1, le polymère se déploie et la distance entre ses deux extrémités croît sans limite si on se limite à une modélisation linéaire du ressort. Les prédictions de ce modèle très simple ont été confirmées par des simulations numériques de la distribution de taille de polymères transportés dans des simulations numériques d'un champ de vitesse Navier-Stokes 2-D (qui n'est donc pas décorrélé en temps !!).