

# Etude quantitative de structures cohérentes dans le système de Taylor-Couette en contra-rotation par PIV stéréoscopique

Abdessamad TALIOUA, Arnaud PRIGENT, Innocent MUTABAZI

Normandie Univ, UNIVHAVRE, CNRS, LOMC, 76600 Le Havre, France

[abdessamad.talioua@univ-lehavre.fr](mailto:abdessamad.talioua@univ-lehavre.fr), [arnaud.prigent@univ-lehavre.fr](mailto:arnaud.prigent@univ-lehavre.fr),  
[innocent.mutabazi@univ-lehavre.fr](mailto:innocent.mutabazi@univ-lehavre.fr)

## Résumé :

*Nous avons réalisé une étude de l'écoulement de Taylor-Couette turbulent en contra-rotation à l'aide de PIV-stéréoscopique. Le nombre de Reynolds extérieur est fixé à  $R_{eo} = -4368$ , et le nombre de Reynolds intérieur varie du régime d'écoulement laminaire à celui de l'écoulement turbulent. Pour  $4000 \leq R_{ei} \leq 14000$ , les diagrammes spatio-temporels construits à l'aide des champs de vitesse indiquent la présence de structures cohérentes avec une périodicité spatiale dans l'écoulement alors que le régime est turbulent.*

## Abstract :

*We have performed a study of a turbulent flow in the counter-rotating Taylor-Couette system using spectroscopic-PIV. The outer Reynolds number is fixed at  $R_{eo} = -4368$ , and the inner Reynolds number varies from the laminar to the turbulent regime. For  $4000 \leq R_{ei} \leq 14000$ , the space-time diagrams of the velocity fields show the presence of coherent structures with a spatial periodicity in the flow while the regime is turbulent.*

**Mots clefs : système de Taylor-Couette, turbulence**

## 1-Introduction :

Le système de Taylor-Couette est constitué de deux cylindres coaxiaux pouvant tourner à des vitesses indépendantes. Ce système est un très bon candidat pour étudier la transition vers la turbulence dans les écoulements fermés. C'est un écoulement modèle pour de nombreuses applications naturelles, comme les disques d'accrétion et les écoulements atmosphériques, et industrielles, comme dans les moteurs

électriques et les échangeurs. Dans beaucoup de ces situations les effets thermiques sont présents néanmoins, pour cette étude, nous considérons un écoulement isotherme.

Une fois la géométrie et la nature du fluide fixées l'écoulement est gouverné par deux paramètres de contrôle, les nombres de Reynolds intérieur et extérieur, liés à la vitesse de rotation des cylindres intérieur et extérieur respectivement. La variation de ces deux paramètres confère à l'écoulement une grande richesse de régimes décrits par Coles [1] et Andereck *et al.* [2]. Notre étude s'inscrit au cas où les deux cylindres sont en contra-rotation avec  $Re_o = -4368$  et en variant  $Re_i$ . L'écoulement de base présente une surface nodale séparant la zone instable proche du cylindre intérieur de la zone stable proche du cylindre extérieur. Lorsque  $Re_i$  devient assez grand, des perturbations d'amplitude finie sont susceptibles de déstabiliser l'écoulement et conduire à la formation des spots de turbulence selon un mécanisme décrit par Coughlin *et* Markus [3]. Avec l'augmentation de la vitesse de rotation du cylindre intérieur, la taille des domaines turbulents augmente en formant des bandes qui finissent à s'enrouler autour du cylindre intérieur et donne naissance à une turbulence spiralée caractérisée par une dynamique spatio-temporelle bien organisée [2, 4, 5, 6]. En continuant à augmenter la vitesse de rotation du cylindre intérieur, l'écoulement atteint le régime turbulent identifié comme « featureless turbulence » sur le diagramme d'Andereck [2] sans aucune structure apparente.

C'est dans cette zone que nous avons mesuré les trois composantes de la vitesse et dans laquelle nous avons observé des structures cohérentes avec une périodicité spatiale. Dans la section 2, nous présentons le dispositif expérimental et la technique de mesure. Les résultats obtenus sont présentés en section 4 et discutés en section 5.

## 2-Dispositif expérimental et technique de mesure :

Notre dispositif expérimental est constitué d'un cylindre intérieur en aluminium anodisé en noir afin d'éviter les reflets de la lumière, et le cylindre extérieur est en verre transparent pour favoriser les observations optiques. Ces deux cylindres sont placés à l'intérieur d'un bain en plexiglas lié à un deuxième bain thermostaté afin de stabiliser la température de l'eau circulant à l'intérieur du bain en plexiglas ainsi qu'à travers le cylindre intérieur. La rotation des deux cylindres est assurée par deux moteurs indépendants de vitesse nominale de 4000 tr/min, et un couple de 4 Nm. La géométrie de notre système est caractérisée par un rayon intérieur  $r_i = 4$  cm, un gap  $d = r_o - r_i = 1$  cm, un rapport d'aspect axial  $\Gamma_z = L_z / d = 45$ , avec  $L_z = 45$  cm est la hauteur des deux cylindres, un rapport d'aspect azimutale  $\Gamma_\theta = \pi(r_i + r_o) / d = 28,3$ , et un rapport de rayon  $\eta = r_i / r_o = 0,8$ . L'écoulement est contrôlé par les deux nombres de Reynolds intérieur et extérieur,  $Re_i = r_i \Omega_i d / \nu$  et  $Re_o = r_o \Omega_o d / \nu$  où  $\Omega_{i,o}$  représentent les vitesses angulaires correspondant à chaque cylindre, et  $\nu$  représente la viscosité cinématique du fluide.

Dans notre expérience, nous avons utilisé de l'eau distillée à la température  $T = 20\text{ °C}$  (soit  $\nu = 1,0068\text{ mm}^2/\text{s}$ ).

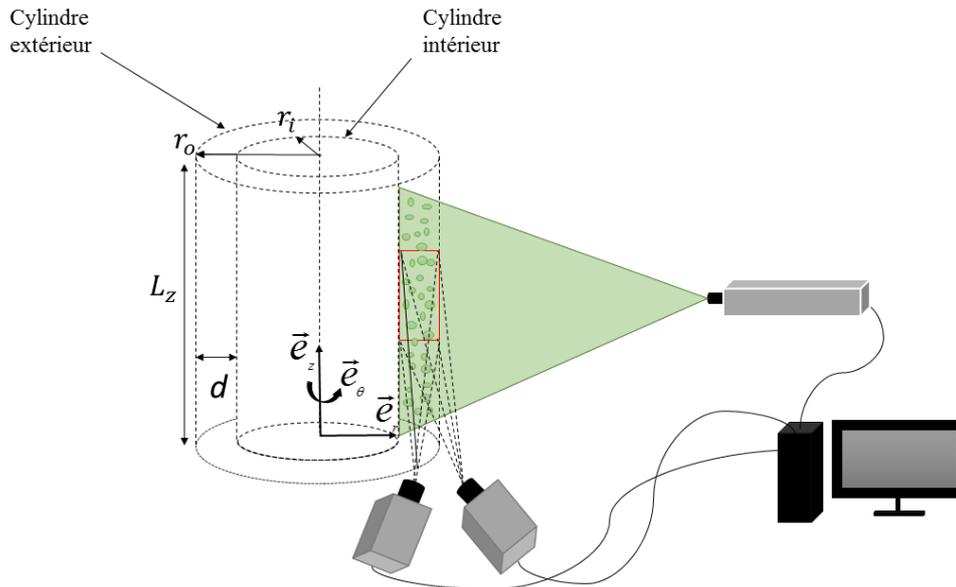


Figure 1 : Dispositif expérimental et technique de mesure.

Notre étude a été réalisée à l'aide de mesures des vitesses par PIV-stéréoscopique. Cette technique permet d'obtenir les trois composantes de vitesse ( $\vec{u}_r, \vec{u}_\theta, \vec{u}_z$ ) dans le plan  $r,z$ . Ceci permet de déterminer des grandeurs moyennes des vitesses, leurs fluctuations ainsi que les statistiques associées (énergie cinétique, tenseur de contrainte de Reynolds, longueur et temps de corrélation...). Cette technique nécessite l'utilisation de deux caméras focalisées sur la même zone de mesure. Afin de calculer la troisième composante de vitesse, une calibration a été faite à l'aide d'une grille en repérant la position de ses points lorsqu'elle est déplacée sur l'épaisseur d'une nappe laser arrivant dans le plan  $r-z$ . Deux traitements classiques de PIV des images enregistrées simultanément par les deux caméras sont réalisés. Ces traitements produisent alors deux champs de vitesses instantanées dans un plan  $r-z$ , et à l'aide des calibrations qui ont été faites auparavant, ces deux champs 2D se combinent afin de recalculer un champ 2D-3C qui fournit aussi la composante hors plan. Celle-ci correspond à la vitesse azimutale dans notre cas. Prasad *et al.* [7] ont bien détaillé le principe de la PIV-stéréoscopique avec les différentes configurations ainsi que les méthodes de la calibration. Pour la calibration nous avons utilisé le modèle d'un polynôme de troisième degré établi par Soloff *et al.* [8] afin de déterminer les déplacements des points de la grille.

Pour l'instrumentation optique, l'écoulement est éclairé par une nappe laser de type DualPower avec une double cavité et à flash pompé. Ce type de laser est conçu pour les applications PIV, avec une vaste gamme d'énergie de sortie. La puissance nominale est de 135 mJ, avec un temps entre deux pulses laser de 4 ns et des longueurs d'onde entre 532 nm et 1065 nm. Les images sont enregistrées par deux caméras rapides de type NeoHisense avec une résolution spatiale de 2560×2160 et une fréquence maximale de 25 Hz. Le laser, les caméras ainsi que le logiciel utilisé pour faire les acquisitions sont fournis par Dantec. La solution utilisée est un mélange d'eau avec des particules fluorescentes de rhodamine B. La fréquence d'acquisition est fixée à 15 Hz, la fréquence maximale du laser. Le temps entre deux impulsions laser est fixé à 500  $\mu$ s.

Dans cette étude, après avoir fixé une valeur du nombre de Reynolds intérieur, nous attendons 15 min environ avant de commencer chaque acquisition afin d'éviter les états transitoires de l'écoulement.

## 4-Résultats :

Après avoir enregistré une série d'images et calculé les champs des trois composantes de la vitesse, nous avons tracé les profils moyens de la vitesse azimutale en fonction de  $r$  pour des différentes valeurs du nombre de Reynolds intérieur. Les vitesses sont adimensionnées par  $|U_o| = |\Omega_o r_o|$  la valeur absolue de la vitesse de rotation du cylindre extérieur, et la position radiale des points est définie par  $\tilde{x} = (r-r_i) / d$ . Quelques profils sont présentés sur la fig.2. Le régime turbulent est identifié par la présence de couches limites près des parois et une vitesse constante au milieu du gap. Pour  $R_{ei} = 823$  et  $R_{ei} = 1098$ , les profils présentent une variation de la vitesse azimutale le long de la direction radiale. Ce n'est plus le cas à partir de  $R_{ei} = 2496$  où les profils indiquent que le régime turbulent est atteint. L'épaisseur des couches limites est présentée sur la figure 3 lorsqu'on augmente le nombre de Reynolds intérieur. Ces profils sont similaires à ceux obtenus numériquement par Dong *et al.* [9] pour  $\eta = 0.5$ .

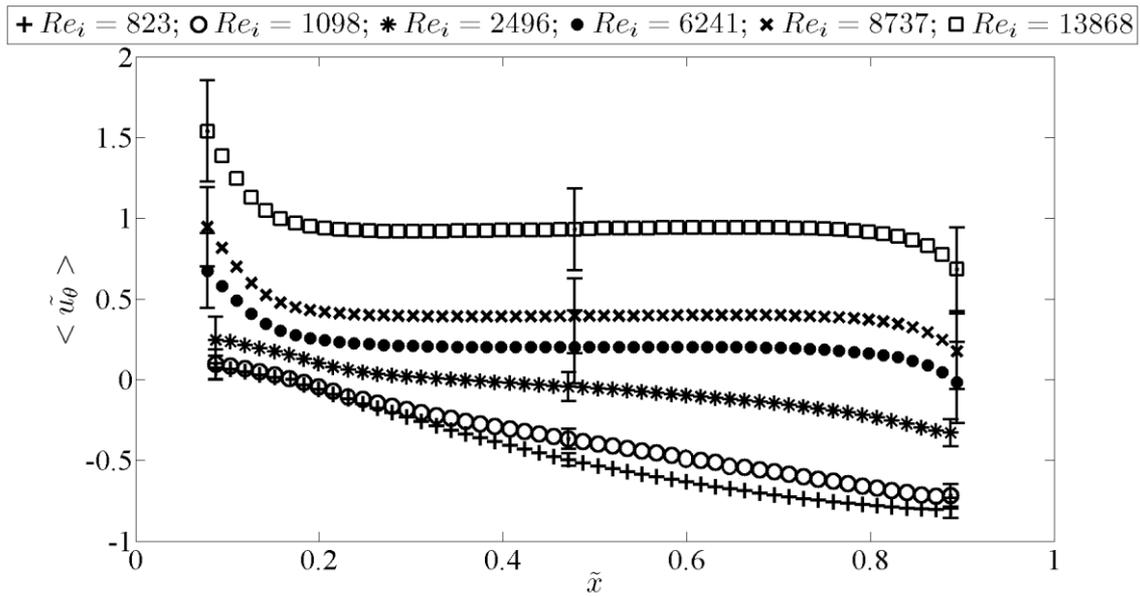


Figure 2 : Profils moyens de la vitesse azimutale en fonction de  $\tilde{x} = \frac{r-r_i}{d}$  pour les différents  $Re_i$ .

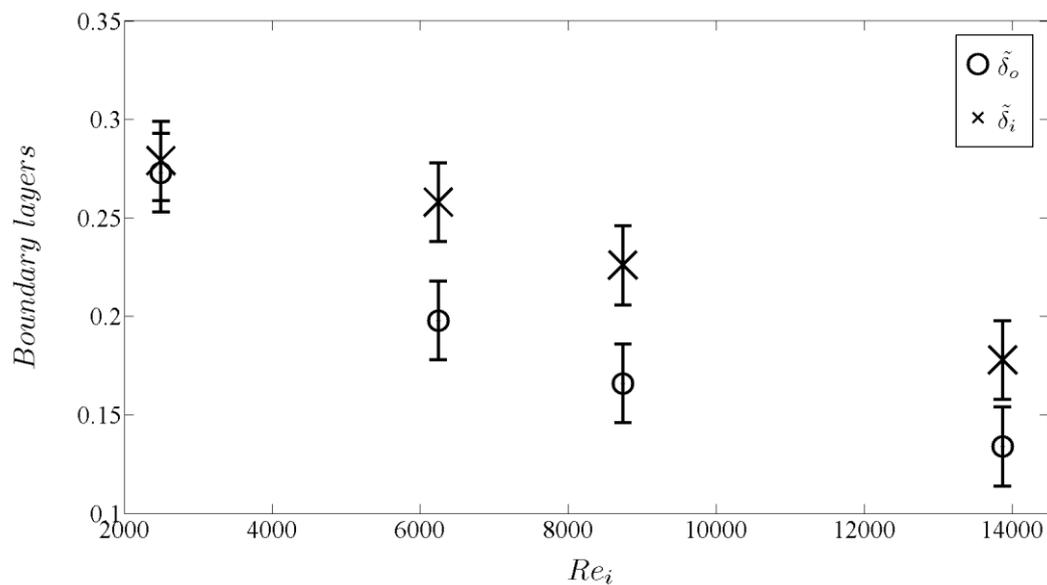


Figure 3 : L'évolution de l'épaisseur des couches limites en fonction de  $Re_i$ .

A partir des champs 2D-3C représentant les trois composantes de vitesses, nous avons calculé la vorticité azimutale pour chaque nombre de Reynolds intérieur. Nous avons ensuite extrait une ligne axiale située à  $0,5d$  (mi-gap) pour construire des diagrammes spatio-temporels afin de déterminer l'état de l'écoulement. De  $Re_i = 823$  jusqu'à  $Re_i = 2496$  nous avons retrouvé les trois régimes identifiés sur le diagramme d'Andereck [2]. Pour  $Re_i = 823$  l'écoulement est laminaire, à  $Re_i = 1098$ , il présente de la

coexistence laminaire turbulente, puis il est turbulent pour  $Re_i = 2496$ . Pour les nombres de Reynolds encore plus grands  $4300 \leq Re_i \leq 14000$ , nous avons découvert la réapparition de structures périodiques dans l'écoulement. Pour  $Re_i = 6241$  et  $Re_i = 8737$  les motifs correspondent à des rouleaux turbulents ondulés, pour lesquels la fréquence d'oscillation est grande et augmente avec  $Re_i$ . Pour  $Re_i \geq 11000$  ces rouleaux turbulents deviennent stationnaires et aucune fréquence d'ondulation n'est détectée. Les diagrammes spatio-temporels représentant la vorticité à mi-gap sont illustrés sur la fig.4

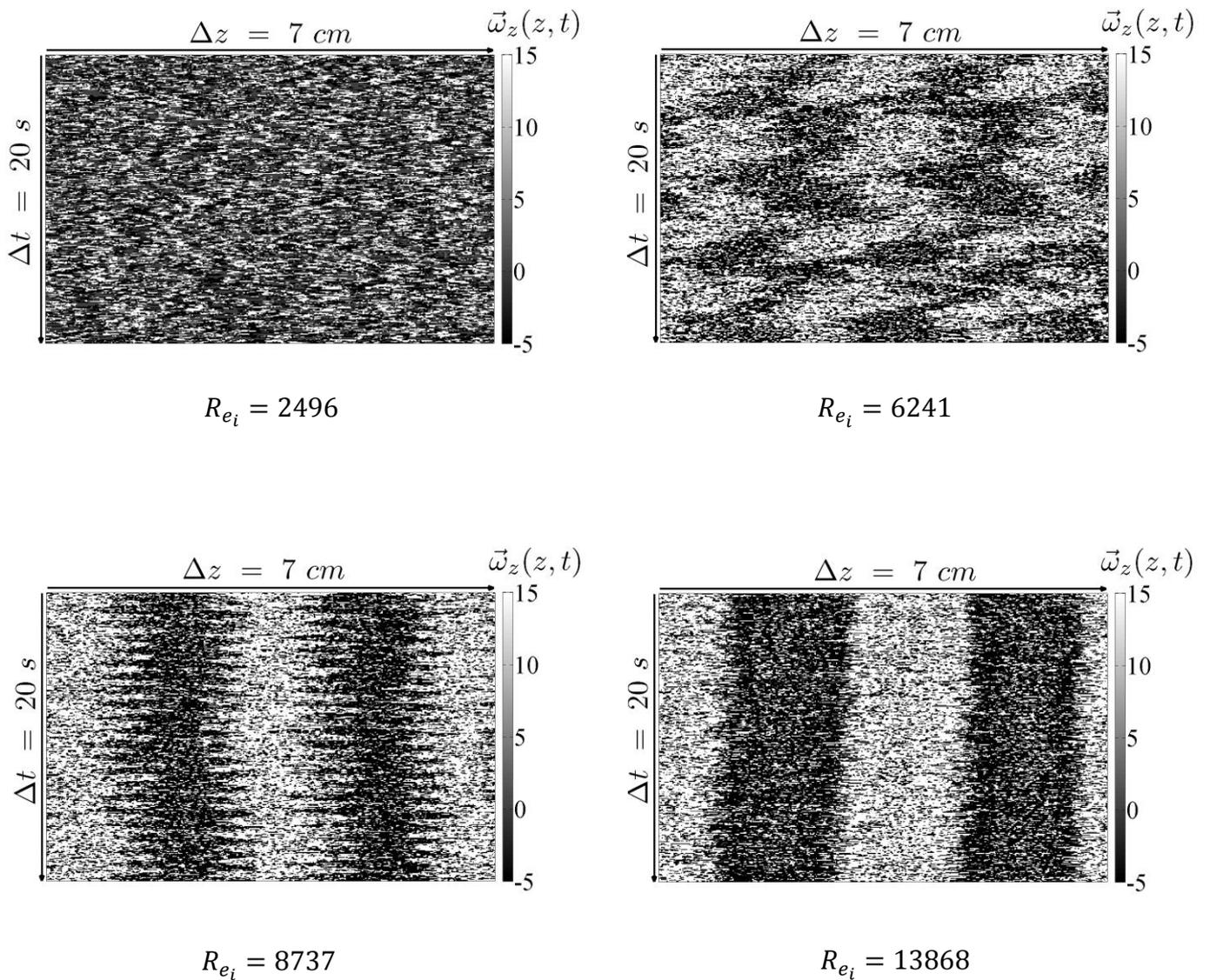


Figure 4 : Diagrammes spatio-temporels de la vorticité azimutale pour les différentes valeurs de  $Re_i$ .

## 5-Discussion

Ce travail s'inscrit dans le contexte de l'étude du régime turbulent dans l'écoulement de Taylor-Couette. Nous avons réalisé des mesures de vitesses par PIV-stéréoscopique. Dans un premier temps, nous avons mesuré les profils de vitesse pour une valeur du nombre de Reynolds extérieur  $R_{eo} = -4368$ , et différentes valeurs du nombre de Reynolds intérieur. La différence entre l'écoulement turbulent et l'écoulement non turbulent apparaît clairement sur ces profils. Ils révèlent aussi la présence de couches limites dont l'épaisseur diminue avec  $R_{ei}$ . Un régime turbulent est observé entre  $R_{ei} = 2496$  et  $R_{ei} = 3500$ . Pour des valeurs entre  $4000 \leq R_{ei} \leq 14000$ , nous avons identifié la présence de structures cohérentes sous la forme de rouleaux turbulents axisymétriques alors que le régime est turbulent. Ces structures présentent une variation temporelle pour des valeurs inférieure à  $R_{ei} = 11000$ . Pour des nombres de Reynolds encore plus grands, ces rouleaux turbulents deviennent stationnaires sans aucune fréquence détectée.

## Remerciements

Cette étude a été réalisée avec le soutien de l'ANR-TRANSFLOW, du programme d'Investissement d'avenir (No. ANR-10 LABX-09-01), LABEX EMC<sup>3</sup>/ TUVECO. A.T. bénéficie d'une allocation doctorale de la Région Normandie à travers le projet BIOENGINE du CPER-FEDER.

## Références

- [1] D. Coles, Transition in circular Couette flow, *J. Fluid Mech.* **21** (1965) 385–425.
- [2] C.D. Andereck, S. Liu & H.L. Swinney, Flow regimes in a circular Couette system with independently rotating cylinders, *J. Fluid Mech.* **164** (1986) 155–183.
- [3] K. Coughlin & P.S. Marcus, Turbulent bursts in Couette–Taylor flow, *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 2214–2217.
- [4] P.W. Colovas & C.D. Andereck, Turbulent bursting and spatiotemporal intermittency in the counter-rotating Taylor–Couette system, *Phys. Rev. E* **55** (1997) 2736–2741.
- [5] A. Goharzadeh, & I. Mutabazi, Experimental characterization of intermittency regimes in the Couette–Taylor system, *Eur. Phys. J. B* **19** (2001) 157–162.
- [6] A. Prigent, G. Grégoire, H. Chaté, O. Dauchot, W. van Saarloos, Large-scale finite-wavelength modulation with turbulent shear flows, *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 014501.
- [7] A.K. Parasad, Stereoscopic particle image velocimetry, *Experiments in Fluids* **29** (2000) 103-116.
- [8] S.M. Soloff, R J Adrian & Z-C Liu, Distortion compensation for generalized stereoscopic particle image velocimetry, *Meas Sci. Technol.* **8** (1997) 1441-1454.
- [9] S. Dong, Turbulent flow between counter-rotating concentric cylinders: a direct numerical simulation study, *J. Fluid Mech.* **615** (2008) 371-399.