



**HAL**  
open science

## Étude numérique et expérimentale de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire à $Re_D=3900$

Julien Carlier, Philippe Parnaudeau, Dominique Heitz, Eric Lamballais

► **To cite this version:**

Julien Carlier, Philippe Parnaudeau, Dominique Heitz, Eric Lamballais. Étude numérique et expérimentale de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire à  $Re_D=3900$ . 17e Congrès Français de Mécanique, 2005, Troyes, France. pp.1-6. <hal-02586607>

**HAL Id: hal-02586607**

**<https://hal.inrae.fr/hal-02586607v1>**

Submitted on 10 Nov 2023

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.



HAL Authorization

# Étude numérique et expérimentale de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire à $Re_D = 3900$

Johan Carlier\*, Philippe Parnaudeau\*, Dominique Heitz\* & Eric Lamballais\*\*

\* Cemagref, 17 av. de Cucillé CS64427, F-35044 Rennes, France

\*\* Laboratoire d'Études Aérodynamiques - UMR CNRS 6609 - Université de Poitiers - ENSMA,  
Bd. Marie et Pierre Curie, F-86962 FUTUROSCOPE Chasseneuil, France  
johan.carlier@cemagref.fr

## Résumé :

*Des mesures PIV du sillage derrière un cylindre circulaire à  $Re_D = 3900$  sont confrontées à des données de Simulation aux Grandes Échelles (SGE) basées sur une modélisation du cylindre par la méthode de Forçage Direct. Ces nouveaux résultats, complets et avec un bon niveau de confiance, offrent une très bonne concordance numérique/expérience sur le plan des statistiques turbulentes. La disparité avec certains résultats de la littérature est discutée.*

## Abstract :

*PIV measurements of the wake behind a circular cylinder at  $Re_D = 3900$  are confronted with data of Large Eddy Simulation (LES) based on a modelling of the cylinder by a Direct Forcing method. New results, numerous and with a good degree of confidence, are provided and offer a very good numerical/experiment agreement in the field of the turbulent statistics. The disparity with some results found in the literature is discussed.*

## Mots-clefs :

**Turbulence ; Sillage ; PIV ; SGE**

## 1 Introduction

Le sillage d'un cylindre circulaire est étudié conjointement dans un cadre numérique et expérimental à  $Re_D = 3900$ . Ce nombre de Reynolds a le double attrait d'être relativement bien documenté et proche du régime d'écoulement rencontré dans les systèmes de protection rapprochée par flux d'air étudiés au Cemagref (cf. Heitz *et al.* [1]). La Simulation aux Grandes Échelles (SGE) est réalisée sur un maillage cartésien avec une modélisation de l'obstacle par la méthode de Forçage Direct. L'expérimentation est effectuée en soufflerie par Vélocimétrie par Image de Particules (PIV pour Particle Image Velocimetry). Les résultats provenant de simulations numériques (cf. Beaudan et Moin [2], Kravchenko et Moin [3]) sont en accord avec les résultats expérimentaux de Ong et Wallace [4] (pour  $x/D \geq 3$ ), mais présentent certaines disparités avec les résultats expérimentaux de Lourenco et Shih [5] en sillage proche (pour  $x/D \leq 3$ ). Cet article a pour objet de proposer de nouveaux résultats statistiques près du cylindre et de montrer les aptitudes d'une approche numérique originale.

## 2 Description de l'expérience

Le schéma simplifié de la soufflerie est présenté en vue de face sur la figure 1. Le circuit aéraulique est principalement constitué d'un ventilateur centrifuge, d'un diffuseur, d'une chambre tranquillisante équipée d'un nid d'abeille et de quatre toiles à trame décroissante, puis

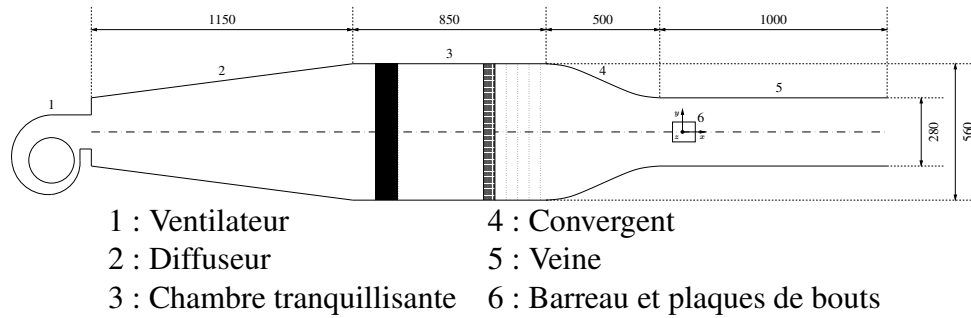


FIG. 1 – Vue de face de la Soufflerie (cote en mm)

d'un convergent avec un coefficient de contraction de 4. La veine d'essai a une section carrée de 28 cm de coté et une longueur de 100 cm. La vitesse de l'écoulement dans la veine peut varier continûment entre 0 et  $8 \text{ m s}^{-1}$ . L'uniformité du profil de vitesse à l'entrée de la veine d'essai a été vérifiée. Le taux de turbulence mesuré par anémométrie à fil chaud est de 0,5%.

L'expérience principale a consisté à réaliser des mesures PIV 2D2C dans le plan  $z = 0$  derrière un cylindre circulaire (d'autres mesures sont disponibles, notamment en PIV 2D3C ou dans le plan  $y = 0$ ). Le cylindre circulaire a une longueur  $L$  de 28 cm et un diamètre  $D$  de 12 mm. Il est équipé de 2 plaques rectangulaires pour atténuer les effets de bouts. Les dimensions des plaques sont celles préconisées par Stansby [6]. Le rapport d'aspect  $L/D$  est de 20 et l'effet de blocage de 4,3%. La vitesse de l'écoulement est ajustée à  $4.8 \text{ m s}^{-1}$ . La chaîne PIV est constituée d'un laser Solo 3 Nd-YAG de NewWave (énergie par pulse de 50 mJ) et de 2 caméras PCO SensiCam (taille du CCD de  $1280 \times 1024 \text{ px}^2$ , taille du pixel de  $6,7 \times 6,7 \mu\text{m}^2$ , dynamique de 12 bit). Le plan laser est réalisé avec un télescope Rodenstock et une lentille cylindrique de 6 mm. Le diamètre des particules d'ensemencement est inférieur à  $10 \mu\text{m}$ .

Les 2 caméras sont placées de part et d'autre du plan laser et perpendiculairement à celui-ci à des distances différentes (36 et 23 cm du plan laser). Les 2 caméras sont équipées d'objectif de longueur focale de 50 mm. Les tailles des champs résultants sont alors différentes pour ces 2 caméras ( $3,6D \times 2,9D$  et  $1,6D \times 1,9D$ ). 5000 paires d'images sont acquises avec un intervalle de temps de  $25 \mu\text{s}$  puis 5000 autres paires avec  $60 \mu\text{s}$ . Les images sont analysées par inter-corrélation via transformée rapide de Fourier dans un processus multi-grilles à 3 itérations ( $64 \times 64$ ,  $32 \times 32$  et  $16 \times 16 \text{ px}^2$ ) avec un recouvrement de 50%. Les pics d'inter-corrélation sont interpolés sur 3 pixels avec une gaussienne. Les vitesses erronées sont identifiées par un filtre médian et remplacées par la moyenne des vitesses voisines. Dans cette expérience PIV, les vitesses rencontrées s'étalent sur une gamme de 10 px et le nombre de vitesses erronées identifiées est de l'ordre de 0,1%.

### 3 Description de la simulation numérique

Le code de calcul utilisé résout les équations de Navier-Stokes à masse volumique constante :

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p_m + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{f}, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (2)$$

où  $\mathbf{f}$  est une force volumique qui reproduit les effets d'un obstacle solide dans l'écoulement. Pour plus d'information sur la méthode utilisée, le lecteur est invité à consulter l'article de

Méthode d'exploration	SGE	PIV
Nombre de Reynolds $Re_D$	3900	3900
Domaine $L_x \times L_y \times L_z$	$20D \times 20D \times \pi D$	$1,9D \times 1,6D$ (cam 1) $3,6D \times 2,9D$ (cam 2)
Résolution $n_x \times n_y \times n_z$	$961 \times 960 \times 48$	$160 \times 128$
Intervalle de temps $\Delta t$	$0,003D/U_c$	Non-corrélées en temps
Durée SGE/Nb. de Champs PIV	$60D/U_c$ (soit 12 lâchers)	5000

TAB. 1 – Caractéristiques principales de la SGE et de la PIV

Parnaudeau *et al.* [7]. L'intégration temporelle est effectuée avec le schéma d'Adams-Bashforth d'ordre 2. La discrétisation spatiale est assurée à l'aide de schémas compacts d'ordre 6 sur un maillage cartésien. Le modèle sous-maille utilisé est le modèle fonction de structure d'ordre 2 de la vitesse (cf. Lesieur et Métais [8]). Un écoulement constant est imposé en entrée de domaine et une simple équation de convection est appliquée en sortie. Des conditions périodiques sont utilisées sur les bords latéraux du domaine. Le tableau 1 donne les caractéristiques principales de la simulation SGE comparées à celles de l'expérimentation PIV.

Pour ce régime d'écoulement, la couche limite est laminaire sur le cylindre. Nous considérons que son influence sur la dynamique globale de l'écoulement reste faible. Nous avons donc fait le choix de ne pas faire d'effort particulier pour la modéliser ou simplement la mailler. Nous avons conscience que ceci est une hypothèse forte dans notre travail, qu'elle est discutable d'un point de vue théorique, mais qu'elle apporte un très grand bénéfice en terme de coût de calcul et de simplicité de mise en œuvre.

## 4 Résultats

La figure 2 présente des champs instantanés SGE et PIV de la vorticité  $\omega_z$  et  $\omega_y$  dans les plans de symétrie. Ces champs de vorticité ont été volontairement sélectionnés pour illustrer une même topologie d'écoulement.

Dans le plan  $z = 0$ , la SGE et la PIV ont des niveaux de vorticité équivalents. Le niveau du bruit de mesure apparent de la PIV reste faible malgré la résolution spatiale élevée. La gamme d'échelle spatiale couverte dans les deux cas semble similaire. La vorticité  $\omega_z$  met en évidence les deux couches cisailées de part et d'autre du cylindre.   la fin de la zone de recirculation, la couche cisailée supérieure devient instable et s'enroule sur elle-même pour former un tourbillon primaire. La couche cisailée inférieure reste quant à elle relativement rectiligne et laminaire jusque  $x/D = 2$ . Ce phénomène est observé alternativement sur les deux couches cisailées dans de multiples champs instantanés. En aval, l'allée de Bénard-Von Karman se forme avec l'alternance des lâchers tourbillonnaires.

Dans le plan  $y = 0$ , les champs PIV sont plus grands que ceux décrits précédemment. La gamme d'échelle spatiale est moins étendue vers les petites échelles que la SGE et donne des niveaux de vorticité plus faible. En aval du cylindre, l'allée tourbillonnaire de Bénard-Von Karman se manifeste par une alternance de régions agitées et de régions calmes. Les lâchers tourbillonnaires sont ici parallèles au cylindre. Une méthode de détection systématique des modes obliques et des dislocations peut être envisagée. Néanmoins, l'utilisation de plaques de bouts semble avoir limité l'apparition de ces phénomènes pour ce régime, comme le montrent Prasad et Williamson [9].

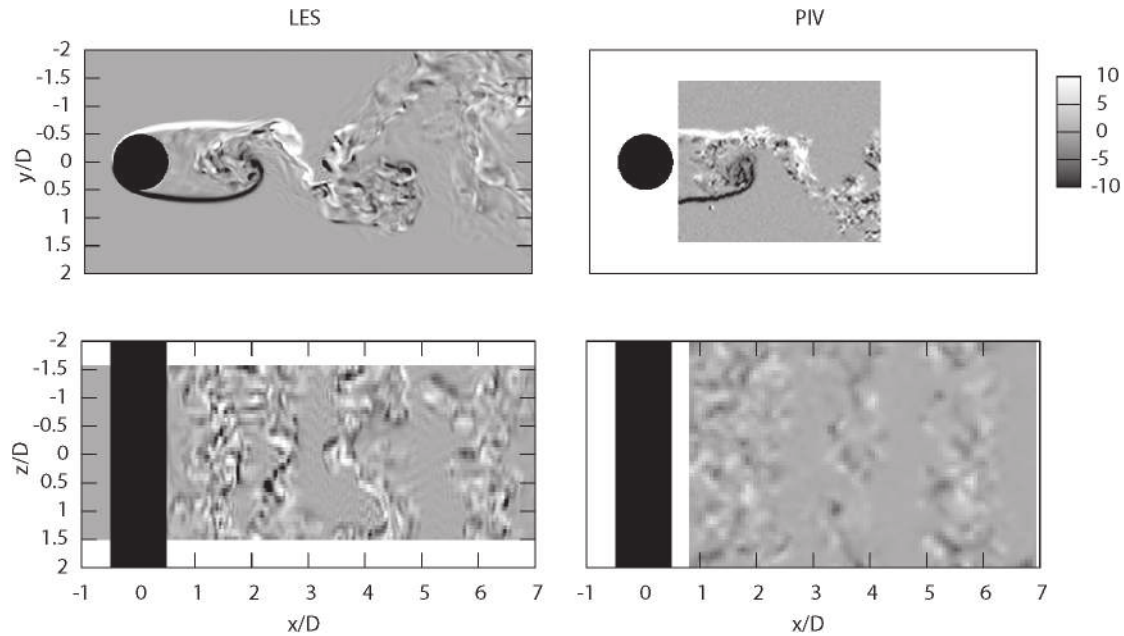


FIG. 2 – Champs instantanés de vorticité normale au plan de symétrie : En haut,  $z = 0$  et  $\omega_z D/U_c$  ; En bas,  $y = 0$  et  $\omega_y D/U_c$

Les champs instantanés mettent en évidence le caractère tri-dimensionnel de la turbulence. La vorticité  $\omega_x$  obtenue avec la SGE met en valeur la présence des tourbillons longitudinaux mais elle n'est pas illustrée ici.

La figure 3 présente les profils de la moyenne et de la variance de la vitesse longitudinale obtenus par la SGE et par la PIV, confrontés avec les résultats disponibles de :

- Kravchenko et Moin [3] : SGE du sillage d'un cylindre circulaire à  $Re_D = 3900$  sur un maillage cylindrique (O-Type,  $R_d \times L_z = 60D \times \pi D$  et  $N_r \times N_\theta \times N_z = 205 \times 185 \times 48$ ) avec une résolution des équations par la méthode B-splines et une modélisation sous-maille assurée par le modèle de Smagorinsky dynamique ;
- Lourenco et Shih [5] : PIV résolue en temps (6 hz et 93 champs de vitesses) du sillage d'un cylindre circulaire mobile ( $D = 19$  mm,  $L/D = 21$ ) dans l'eau à  $Re_D = 3900$  ;
- Norberg [10] : LDA du sillage d'un cylindre circulaire dans l'air ( $D = 6$  mm,  $L/D = 65$ , blocage de 1,5%, plaques de bouts circulaires de  $10D$  et taux de turbulence de 0,1%) avec  $1500 < Re_D < 10000$ .

Le tableau 2 résume les principales grandeurs caractéristiques du champ moyen de l'écoulement.

La vitesse moyenne longitudinale  $\bar{u}$  sur l'axe du sillage est nulle à la paroi. Elle atteint un minimum négatif  $U_{min}$  dans la zone de recirculation, puis converge de façon asymptotique et monotone vers la vitesse extérieure. La distance entre la base du cylindre et le changement de signe de la vitesse moyenne longitudinale mesure la longueur de la zone de recirculation  $L_r$ . Les valeurs de  $U_{min}$  et  $L_r$  obtenues par SGE et PIV concordent et sont en bonne conformité avec celles de Kravchenko et Moin [3]. La valeur interpolée de  $U_{min}$  de Norberg [10] s'écarte nettement des autres valeurs. Une dépendance de  $U_{min}$  envers le rapport d'aspect et/ou l'effet de blocage est probable. La longueur de recirculation  $L_r$  de Lourenco et Shih [5] est plus petite que

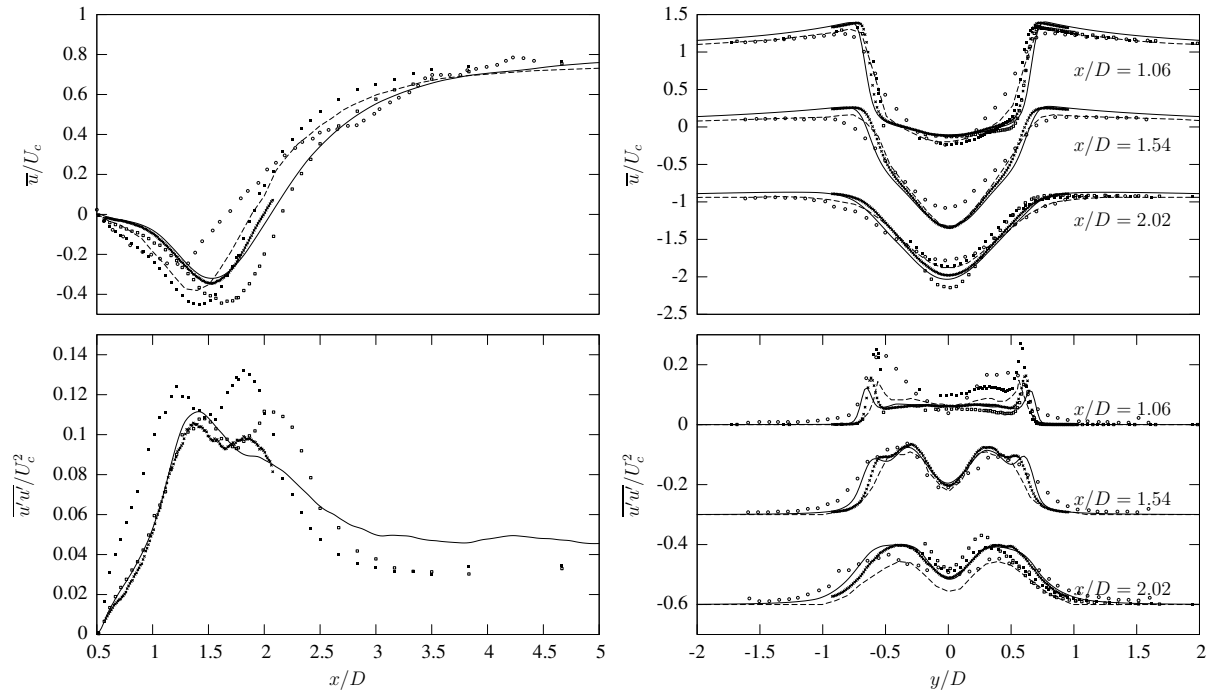


FIG. 3 – Profils de la moyenne et de la variance de la vitesse longitudinale :  $\times$ , PIV  $Re_D = 3900$  ; —, SGE  $Re_D = 3900$  ;  $\circ$ , Lourenco et Shih [5]  $Re_D = 3900$  ;  $\blacksquare$ , Norberg [10]  $Re_D = 3000$  ;  $\square$ , Norberg [10]  $Re_D = 5000$  ; - - -, Kravchenko et Moin [3]  $Re_D = 3900$ .

les autres valeurs. Un manque de convergence statistique peut être invoqué, leur expérience PIV ayant été conçue et optimisée à l'époque pour une étude dynamique de l'écoulement.

Le profil transversal de  $\bar{u}$  présente un déficit de vitesse avec très près du cylindre une forme en U qui évolue ensuite vers une forme en V. Ceci est en accord avec les auteurs, à l'exception de Lourenco et Shih [5] en raison de leur longueur de recirculation plus faible.

La variance de la vitesse longitudinale  $\overline{u'u'}$  présente deux pics d'intensités au niveau des couches cisailées pour  $x/D = 1,06$ . Ces pics traduisent une instabilité naissante due au régime transitionnel des couches cisailées et aux tourbillons primaires qui semblent parfois les infléchir. On note une légère sous-estimation de ces pics dans notre simulation attribuable à une taille de maille trop grossière. Entre ces deux pics, la zone de recirculation reste relativement calme près du cylindre mais devient fortement agitée en fin de zone de recirculation où les tourbillons primaires sont générés. Sur l'axe du sillage, deux autres pics d'intensité sont également identifiables sur les profils expérimentaux de Norberg [10] et de PIV. En revanche, ils sont absents du profil SGE.

## 5 Conclusion

La base de données issue de notre expérience PIV présente différentes tailles de champ et configurations de plan, une incertitude d'environ 2% sur les fluctuations instantanées de vitesse et des statistiques convergées avec 5000 champs de vitesses. Nos résultats expérimentaux et numériques sont en très bon accord et confortent ceux de Moin et ses collaborateurs [2, 3],

	$Re_D$	$St$	$L/D$	$L_r/D$	$U_{min}/U_c$	$L_{u'}/D$	$\overline{u'u'}_{max}/U_c^2$
PIV	3900	-	20	1,51	-0,30	0,87	0,106
SGE	3900	0,210	-	1,54	-0,32	0,92	0,112
Lour. et Shih [5]	3900	-	21	1,19	-0,25	-	-
Norberg [10]	3000	-	65	1,66	-0,44	0,95	0,109
Norberg [10]	5000	-	65	1,40	-0,45	0,73	0,122
Krav. et Moin [3]	3900	0,210	-	1,37	-0,35	-	-

TAB. 2 – Paramètres du champ moyen :  $Re_D$ , nombre de Reynolds ;  $St$ , nombre de Strouhal ;  $L_r$ , longueur de recirculation ;  $U_{min}$ , minimum de  $\bar{u}$  sur l'axe du sillage ;  $\overline{u'u'}_{max}$ , maximum de  $\overline{u'u'}$  sur l'axe du sillage ;  $L_{u'}$ , distance entre la base du cylindre et la position de  $\overline{u'u'}_{max}$ .

notamment dans la région proche du cylindre. Dans notre simulation, l'hypothèse consistant à ne pas prendre en compte la couche limite semble se justifier pour ce régime. Aussi, les résultats obtenus par l'association d'un forçage volumique original et des schémas compacts d'ordre élevé sont encourageants, ce qui autorise l'étude d'écoulements autour d'obstacles complexes. Toutefois, les grandeurs caractéristiques de la région proche du cylindre sont très sensibles aux conditions limites. Il serait intéressant de compléter nos connaissances sur l'impact de ces conditions telles que le rapport d'aspect et l'effet de blocage sur, par exemple, la longueur de recirculation.

**Remerciements :** Les simulations numériques ont été réalisées à l'aide des moyens de l'IDRIS. Cette étude a été partiellement financée par la région Poitou-Charentes.

## Références

- [1] D. Heitz, C. Braud, P. Georgeault, J. Delville, and G. Arroyo. Perturbation of localised ultra-clean air delivery systems. In *Food Factory of the Futur-2nd International Conference*, 2004.
- [2] P. Beaudan and P. Moin. Numerical experiments on the flow past a circular cylinder at sub-critical Reynolds number. Technical report, CTR annual Research Briefs, 1994.
- [3] A. G. Kravchenko and P. Moin. Numerical studies of flow over a circular cylinder at  $Re_D = 3900$ . *Phys. Fluids*, 12(2) :403–417, 2000.
- [4] L. Ong and J. Wallace. The velocity field of the turbulent very near wake of a circular cylinder. *Exp. Fluids*, 20 :441–453, 1996.
- [5] L. M. Lourenco and C. Shih. Characteristics of the plane turbulent near wake of a circular cylinder. A Particle Image Velocimetry study. Données extraites de Kravchenko et Moin [3], 1993.
- [6] PK Stansby. The effects of end plates on the base pressure coefficient of a circular cylinder. *R. Aeronaut. J.*, 78 :36–37, 1974.
- [7] P. Parnaudeau, E. Lamballais, D. Heitz, and J. H. Silvestrini. Combination of the immersed boundary method with compact schemes for DNS of flows in complex geometry. In *Direct and Large-Eddy Simulation V*, volume 9, pages 581–590, 2003.
- [8] M. Lesieur and O. Métais. New trends in large-eddy simulations of turbulence. *Annu. Rev. Fluid. Mech.*, 28 :45–82, 1996.
- [9] A. Prasad and C. H. K. Williamson. Three-dimensional effects in a bluff-body. *J. Fluid Mech.*, 343, 1997.
- [10] C. Norberg. LDV-measurements in the near wake of a circular cylinder. In *Advances in Understanding of Bluff Body wakes and Flow-Induced Vibration*, pages 1–12, 1998.