

Turbulence/Turbulence

Bilans de tension de Reynolds dans un sillage de traînée et dans un sillage de corps autopropulsé par une hélice

Thierry FAURE et Gilles ROBERT

Résumé – Chaque terme des bilans de tension de Reynolds est déterminé expérimentalement pour un sillage avec traînée et pour le sillage d'un corps autopropulsé par une hélice. La nature fondamentalement différente de ces deux types d'écoulement est clairement mise en évidence à travers l'analyse des bilans de la tension de Reynolds axiale, du cisaillement axial-radial et du cisaillement radial-tangential.

Reynolds stress balances in a wake with drag and in the wake of a self-propelled, propeller-driven body

Abstract – All the terms in the Reynolds stress balances are experimentally evaluated in a wake with drag and in the wake of a self-propelled, propeller-driven body. The fundamental difference between these two kinds of flow is particularly evident in the analysis of the axial Reynolds stress, the axial-radial shear and the radial-tangential shear balances.

Abridged English Version – Reynolds stress equations are important for understanding and modelling physical phenomena in a flow. However, for the subject flow, very few experimental data are available, except for axisymmetric jets (Panchapakesan, 1993; Hussein, 1994, etc.) and a two-dimensional wake (Aronson, 1994). We present measurements of these balances for two different kinds of axisymmetric wakes tested in a wind tunnel: a wake with drag and the wake of a self-propelled, propeller-driven body. The model used to generate the wake is a streamlined body of 50 cm in length with a diameter $D=8$ cm immersed in an air flow of 11 m/s (fig. 1). Self-propulsion is produced by means of a propeller, rotating at a velocity of 15,000 rpm. For that wake, the flow is characterized by a mean azimuthal velocity, a component that does not exist in the case of a jet-driven body (Naudascher, 1965; Cimbalá, 1990 and Park, 1991). All the measurements are taken with a triple hot-film anemometric probe, in the self-preservation zone ($x/D > 15$).

We consider a simplified expression for each Reynolds stress equation, using boundary layer approximation that is based on an analysis of the order of magnitude for each term (Corrsin, 1963). Then, each equation can be written as the balance:

$$\text{convection} = \text{production} + \text{kinetic transfer} + \text{pressure transfer} + \text{dissipation}$$

The method used to experimentally determined the terms of this balance is the same as the one used by Browne (1989). All the terms are measured except the pressure transfer, which is deduced from the balance. Dissipation is determined by the means of an isotropic formulation, and vanishes in the shear stress equations. An analysis of the dissipation spectrum validates the use of the isotropic formulation (fig. 2).

Results of the axial Reynolds stress, the axial-radial shear and the radial-tangential shear are presented for both experimental configurations. From equation (1), we note that our measurements are in good agreement with those of Aronson (fig. 3). Whereas for the wake with drag all the transfers are taking part in the balance (fig. 4), the self-propelled wake is mainly dominated by convection (fig. 5), which proves that the turbulence generated by the propeller

Note présentée par Geneviève COMTE-BELLOT.

is carried downstream in the far wake. For the axial-radial shear equation (2), given for the wake with drag (*fig. 6*), an equilibrium between production and pressure transfer is established away from the wake axis (*fig. 7*) in the self-propelled case. The balance (3) demonstrates that for the wake of a propeller-driven body, radial-tangential shear is produced by the mean azimuthal velocity gradient (*fig. 8*).

1. INTRODUCTION. – Les équations des tensions de Reynolds donnent des renseignements sur les évolutions des propriétés statistiques d'ordre deux associées aux fluctuations de vitesse en un point. Si ces équations sont fondamentales dans la compréhension de la modélisation des phénomènes physiques intervenant dans un écoulement, il faut noter que très peu de données expérimentales relatives aux sillages sont disponibles dans la littérature. La plupart du temps, on se contente de donner le bilan d'énergie cinétique turbulente, qui correspond aux échanges turbulents selon les trois directions de l'espace. De tels résultats ont été publiés pour un jet cylindrique (Wynanski, 1969), un sillage de barreau (Browne, 1987) et un sillage à symétrie de révolution axiale, avec traînée ou propulsé par une hélice (Faure, 1995). Les seules données disponibles, de chacun des bilans des variances des fluctuations de vitesse $\overline{u_i^2}$, concernent les jets (Panchapakesan, 1993; Hussein, 1994, ...) et le sillage bidimensionnel d'un cylindre (Aronson, 1994). On s'intéresse ici à la mesure des bilans complets des tensions de Reynolds pour deux types de sillages à symétrie de révolution axiale.

2. CONFIGURATIONS EXPÉRIMENTALES. – Les essais sont effectués dans une veine aérodynamique où est implantée une maquette profilée à symétrie de révolution axiale, de diamètre $D=8$ cm et de 50 cm de long (*fig. 1*). Deux configurations expérimentales sont étudiées :

– un sillage de traînée, crée simplement par un écoulement uniforme incident sur l'obstacle;

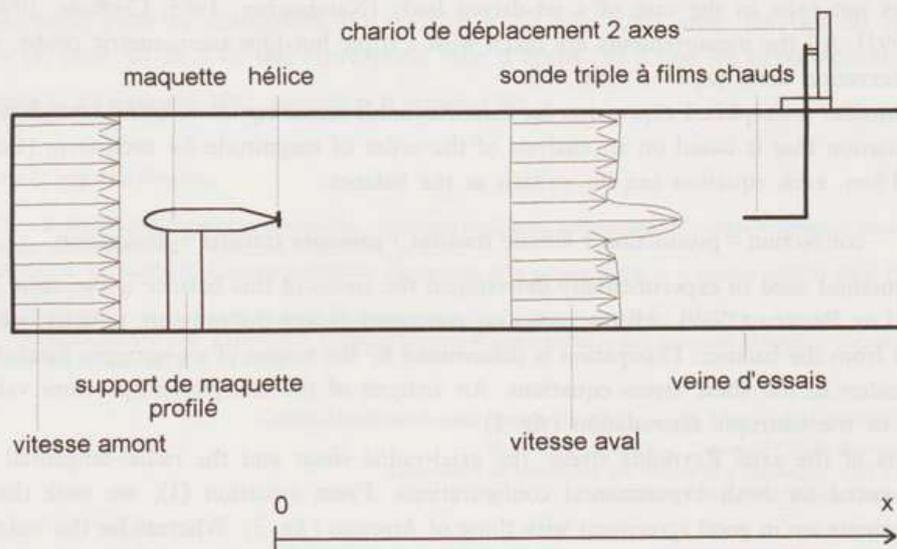


Fig. 1. – Dispositif expérimental.

Fig. 1. – Experimental set-up.

– un sillage de corps autopropulsé par hélice, pour lequel la force de traînée due à l'écoulement incident est exactement compensée par une force de poussée générée par le système de propulsion, qui est en l'occurrence une hélice de 4 cm de diamètre entraînée par un moteur électrique et montée au bord de fuite de la maquette.

La vitesse de l'écoulement amont est de 11 m/s et la vitesse de rotation de l'hélice correspondant à la configuration autopropulsée est fixée à 15 000 tr/mn. La particularité de l'autopropulsion par hélice est la présence d'une composante moyenne de vitesse tangentielle, qui n'existe pas pour les sillages propulsés par jet (Naudascher, 1965; Cimbala, 1990 et Park, 1991). L'ensemble des mesures est réalisé à l'aide d'une sonde anémométrique triple à films chauds permettant la détermination complète du vecteur vitesse instantané (Müller, 1992). Les trois capteurs sont orthogonaux entre eux et inclus dans une sphère de 3 mm de diamètre, qui correspond à l'échelle de Taylor des plus petites structures rencontrées dans l'écoulement. Dans les deux cas, les résultats présentés proviennent de la zone où il y a l'affinité des échanges turbulents ($x/D > 15$).

3. LES ÉQUATIONS DES TENSIONS DE REYNOLDS. – Ces équations sont très compliquées car elles comportent de nombreux termes; il est donc intéressant d'en rechercher des formes simplifiées valables dans une région de l'écoulement située loin de l'obstacle générateur du sillage. Des expressions simplifiées s'obtiennent en réalisant une approximation dite de la « couche limite », qui consiste à effectuer une analyse en ordre de grandeur de chacun de leurs termes et à ne conserver que ceux d'un ordre suffisamment grand (Corrsin, 1963). Chacune des six équations des tensions de Reynolds se présente alors sous la forme suivante :

$$\text{convection} = \text{production} + \text{transfert cinétique} + \text{transfert pression} + \text{dissipation}$$

La méthode utilisée pour déterminer expérimentalement les différents types de transport des tensions de Reynolds est semblable à celle employée par Browne (1987). Tous les termes sont mesurés à l'exception du transfert par interaction pression-vitesse qui est obtenu par différence du bilan. Les termes de convection où apparaît une dérivée axiale, sont déterminés en considérant chaque grandeur physique à dériver comme étant le produit d'une fonction d'échelle ne dépendant que de x/D et d'une fonction de forme dépendant de r/r^* , où r^* est le rayon du sillage qui dépend de la distance axiale x/D . Par exemple, pour la variance des fluctuations de vitesse axiale, on a la décomposition :

$$\overline{u_x^2} = \overline{u_{x_m}^2}(x/D) f(r/r^*)$$

Un lissage des données par une méthode des moindres carrés est effectué avant leur dérivation. Les moments d'ordre 3 qui apparaissent dans les termes de transfert cinétique sont mesurés directement grâce à la sonde triple, en choisissant un temps d'acquisition suffisamment grand pour que soit assurée la convergence statistique de ces quantités. Les termes de dissipation sont évalués à l'aide d'une hypothèse de turbulence isotrope. De ce fait, ces termes dissipatifs n'apparaissent pas dans les équations des tensions de cisaillement $\overline{u_x u_r}$ et $\overline{u_r u_\theta}$. L'utilisation de cette formulation isotrope sous-estime la dissipation réelle d'environ 20 à 30 % dans le cas d'un sillage de barreau (Browne, 1987; Aronson, 1994). Cependant, une analyse des spectres unidimensionnels montre que dans la zone où il y a le maximum de dissipation, le spectre des fluctuations de vitesse radiale E_{rr} estimé à l'aide de la formule isotrope, à partir du spectre axial, ne diffère que très peu du spectre radial mesuré (fig. 2).

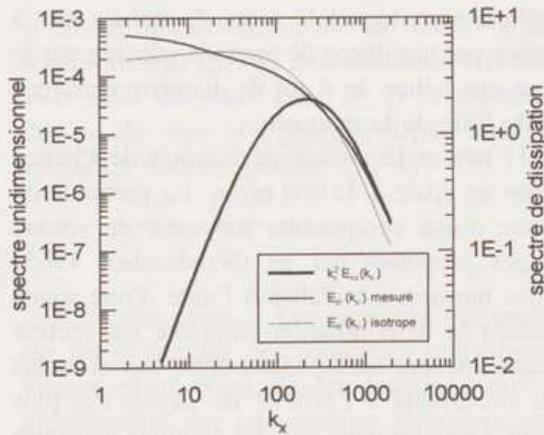


Fig. 2. – Comparaison entre le spectre de dissipation et les spectres unidimensionnels de vitesse radiale mesuré et isotrope, pour le sillage de corps autopropulsé.

Fig. 2. – Comparison between the dissipative spectrum and the measured and isotropic radial one-dimensional spectra, for the wake of a self-propelled body.

4. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. – On présente successivement pour chaque configuration étudiée (sillage de traînée et sillage de corps autopropulsé) les évolutions radiales des bilans de la tension de Reynolds axiale, du cisaillement axial-radial, et dans le second cas, le bilan du cisaillement radial-tangentiel. La direction radiale est représentée sous forme relative par rapport au rayon du sillage r^* .

L'équation de la tension de Reynolds axiale s'écrit en coordonnées cylindriques, pour un écoulement à symétrie de révolution axiale :

$$(1) \quad \underbrace{\bar{U}_x \frac{\partial \bar{u}_x^2}{\partial x}}_{\text{convection}} = \underbrace{-2 \bar{u}_x \bar{u}_r \frac{\partial \bar{U}_x}{\partial r}}_{\text{production}} - \underbrace{\frac{\partial \bar{u}_x^2 \bar{u}_r}{\partial r}}_{\text{transfert cinétique}} - \underbrace{\frac{\bar{u}_x^2 \bar{u}_r}{r}}_{\text{transfert pression}} + \underbrace{\frac{2}{\rho} \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial x}}_{\text{dissipation}} \underbrace{-\bar{\varepsilon}_{xx}}_{\text{dissipation}}$$

Les résultats de notre étude (sillage de traînée à symétrie de révolution axiale) sont comparés avec ceux obtenus par Aronson et Löfdahl dans le cas du sillage bidimensionnel d'un barreau circulaire (fig. 3). Les mêmes formes pour chacun des transports sont observées pour ces deux types de sillages lointains. Notons que les termes sont représentés

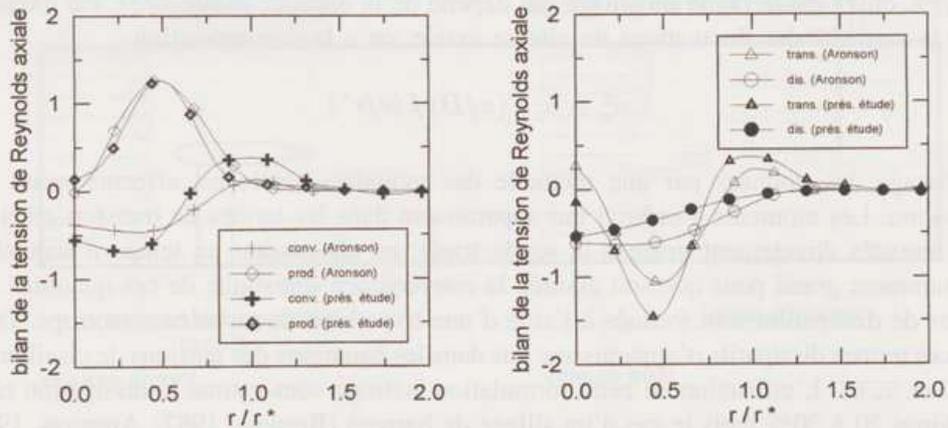


Fig. 3. – Comparaison du bilan de la tension de Reynolds axiale dans un sillage de traînée bidimensionnel (Aronson) et un sillage de traînée à symétrie cylindrique (présente étude).

Fig. 3. – Comparison of the axial Reynolds stress balance for a two-dimensional wake with drag (Aronson) and for an axisymmetric wake with drag (present study).

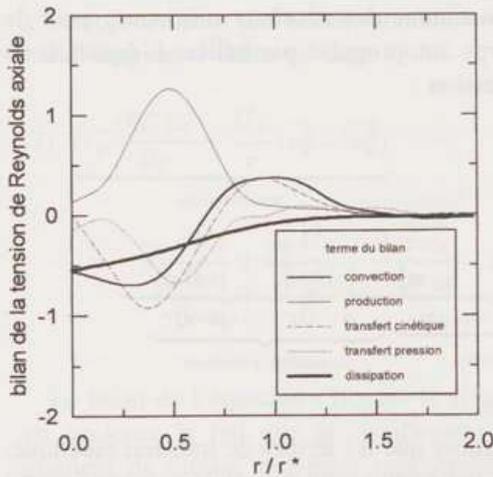


Fig. 4. – Bilan de la tension de Reynolds axiale (sans dimension) dans un sillage de traînée.

Fig. 4. – Axial Reynolds stress balance (dimensionless) in a wake with drag.

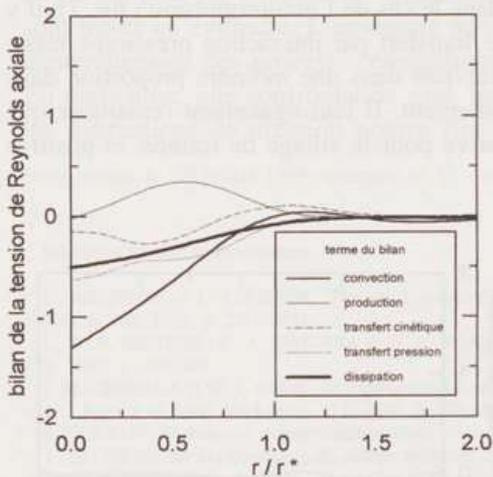


Fig. 5.

Fig. 5. – Bilan de la tension de Reynolds axiale (sans dimension) dans le sillage d'un corps autopropulsé.

Fig. 5. – Axial Reynolds stress balance (dimensionless) in the wake of a self-propelled body.

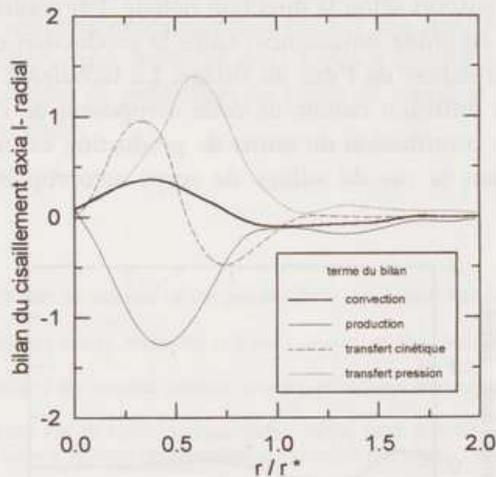


Fig. 6.

Fig. 6. – Bilan du cisaillement axial-radial (sans dimension) dans un sillage de traînée.

Fig. 6. – Axial-radial shear balance (dimensionless) in a wake with drag.

sur deux graphes différents pour une meilleure lisibilité. Si on trace tous ces échanges sur la même figure, pour le sillage de traînée (fig. 4), tous les types de transport interviennent dans le bilan. Par contre, les résultats originaux concernant le sillage de corps autopropulsé montrent que l'écoulement est dominé par le terme de convection, les autres transferts n'intervenant que dans un moindre proportion (fig. 5). Cela indique, dans ce second cas, que l'agitation turbulente générée par l'hélice est massivement transportée par l'écoulement moyen et qu'il n'y a que très peu de production où de diffusion radiale dans le sillage lointain. Les mêmes commentaires peuvent être effectués pour les équations des tensions de Reynolds $\overline{u_r^2}$ et $\overline{u_\theta^2}$ qui ne sont pas présentées ici.

Les bilans des tensions de cisaillement constituent des résultats originaux, pour le sillage de traînée comme pour le sillage de corps autopropulsé par hélice. L'équation du cisaillement axial-radial est donnée par l'expression :

$$(2) \quad \underbrace{\overline{U}_x \frac{\partial \overline{u_x u_r}}{\partial x} - \frac{2}{r} \overline{U}_\theta \overline{u_x u_\theta}}_{\text{convection}} = \underbrace{-\overline{u_r^2} \frac{\partial \overline{U}_x}{\partial x}}_{\text{production}} + \underbrace{\frac{\partial \overline{u_x u_r^2}}{\partial r} - \frac{\overline{u_x u_r^2}}{r} + \frac{\overline{u_x u_\theta^2}}{r}}_{\text{transfert cinétique}} + \underbrace{-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p u_x}}{\partial r} + \frac{p}{\rho} \frac{\partial \overline{u_x}}{\partial r}}_{\text{transfert pression}}$$

Pour le sillage de traînée (fig. 6), il faut remarquer que les termes de transfert cinétique, de transfert par interaction pression-vitesse et de production sont prépondérants par rapport à la convection : l'agitation turbulente contribue donc à la création du cisaillement et à son transport selon la direction radiale. Par contre, dans le cas de l'autopropulsion (fig. 7), il y a équilibre uniquement entre la production et le transfert par interaction pression-vitesse, en dehors de l'axe du sillage. La turbulence intervient dans une moindre proportion dans la diffusion radiale de cette composant de cisaillement. Il faut également remarquer que la contribution du terme de production est négative pour le sillage de traînée, et positive dans le cas du sillage de corps autopropulsé.

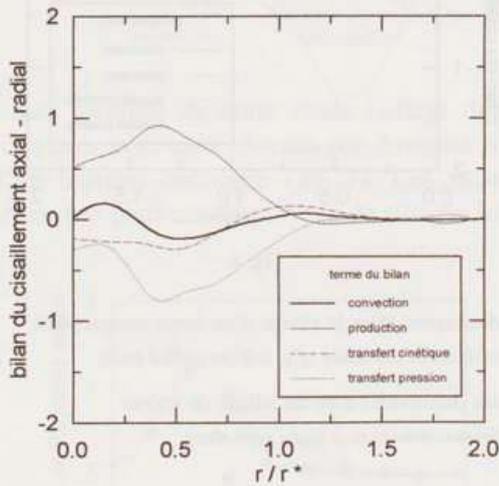


Fig. 7.

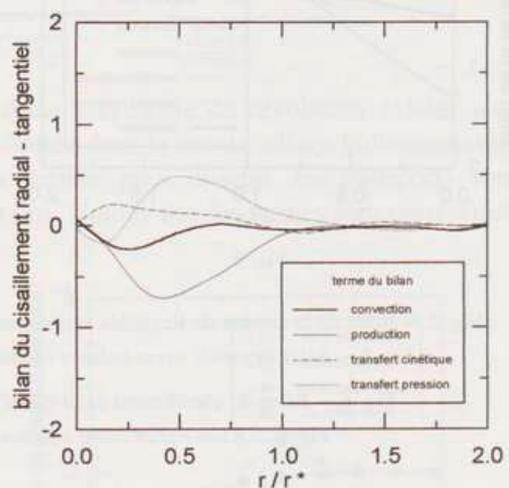


Fig. 8.

Fig. 7. – Bilan du cisaillement axial-radial (sans dimension) dans le sillage d'un corps autopropulsé.

Fig. 7. – Axial-radial shear balance (dimensionless) in the wake of a self-propelled body.

Fig. 8. – Bilan du cisaillement radial-tangentiel (sans dimension) dans le sillage d'un corps autopropulsé.

Fig. 8. – Radial-tangential shear balance (dimensionless) in the wake of a self-propelled body.

Le bilan de la tension de cisaillement $\overline{u_x u_\theta}$ n'est pas significatif dans les deux configurations étudiées du fait de la symétrie de révolution axiale des écoulements. Par contre, la présence d'une composante de vitesse moyenne tangentielle, propre

à l'autopropulsion par hélice, conduit à s'intéresser à l'équation du bilan du cisaillement radial-tangentiel dans ce cas :

$$\begin{aligned}
 (3) \quad & \underbrace{\bar{U}_x \frac{\partial \overline{u_r u_\theta}}{\partial x} - \frac{\bar{U}_\theta}{r} (\overline{u_r^2} - \overline{u_\theta^2})}_{\text{convection}} \\
 & = \underbrace{-\overline{u_r^2} \frac{\partial \bar{U}_\theta}{\partial r} + \overline{u_\theta^2} \frac{\bar{U}_\theta}{r}}_{\text{production}} \underbrace{- \frac{\partial \overline{u_r^2 u_\theta}}{\partial r} - 2 \frac{\overline{u_r^2} u_\theta}{r} + \frac{\overline{u_\theta^3}}{r}}_{\text{transfert cinétique}} \underbrace{- \frac{1}{\rho} \frac{\partial p u_\theta}{\partial r} + \frac{1}{\rho r} p \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + \frac{1}{\rho} p \frac{\partial u_\theta}{\partial r}}_{\text{transfert pression}}
 \end{aligned}$$

Le bilan de l'équation (3) pour le sillage de corps autopropulsé (fig. 8) met clairement en évidence le fait que le cisaillement radial-tangentiel est globalement produit par le gradient de vitesse moyenne tangentielle.

Les principales différences entre les phénomènes d'échanges turbulents des tensions de Reynolds pour un sillage avec traînée et un sillage de corps autopropulsé par une hélice sont mises en évidence. L'ensemble de ces résultats expérimentaux permet une meilleure compréhension des processus énergétiques intervenant dans ces deux types d'écoulement. En particulier, une confrontation avec les modèles de prédiction du terme de transfert par les fluctuations de pression pourra être envisagée.

Note remise le 20 juillet 1995, acceptée le 11 octobre 1995.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- D. ARONSON et L. LÖFDAHL, The plane wake of a cylinder: an estimate of the pressure-strain rate tensor, *Physics of Fluids*, 6, (8), 1994, p. 2716-2721.
- L. W. B. BROWNE, R. A. ANTONIA et D. A. SHAH, Turbulent energy dissipation in a wake, *Journal of Fluid Mechanics*, 179, 1987, p. 307-326.
- J. M. CIMBALA et W. J. PARK, An experimental investigation of the turbulent structure in a two-dimensional momentumless wake, *Journal of Fluid Mechanics*, 213, 1990, p. 479-509.
- S. CORRSIN, Turbulence: experimental methods, *Handbuch Der Physik*, VIII/2, Springer-Verlag, Berlin, 1963, p. 524-590.
- T. FAURE, Étude expérimentale du sillage turbulent d'un corps à symétrie de révolution autopropulsé par hélice, *Thèse de doctorat*, École Centrale de Lyon, n° d'ordre 95-01, 1995.
- H. J. HUSSEIN, S. P. CAPP et W. K. GEORGE, Velocity measurements in a high-Reynolds-number, momentum-conserving, axisymmetric, turbulent jet, *Journal of Fluid Mechanics*, 258, 1994, p. 31-75.
- U. R. MÜLLER, Comparison of turbulence measurements with single, X and triple hot-wire probes, *Experiments in Fluids*, 13, 1992, p. 208-216.
- E. NAUDASCHER, Flow in the wake of self-propelled bodies and related sources of turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, 22, (4), 1965, p. 625-656.
- N. R. PANCHAPAKESAN et J. L. LUMLEY, Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium. Part. 1. Air Jet, Part 2. Helium Jet, *Journal of Fluid Mechanics*, 246, 1993, p. 197-247.
- W. J. PARK et J. M. CIMBALA, The effect of jet injection geometry on two-dimensional momentumless wakes, *Journal of Fluid Mechanics*, 224, 1991, p. 29-47.
- I. WYGNANSKI et H. FIEDLER, Some measurements in the self-preserving jet, *Journal of Fluid Mechanics*, 38, (3), 1969, p. 577-612.

Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, URA CNRS 263,
École Centrale de Lyon et Université Claude-Bernard, Lyon-1,
36, avenue Guy-de-Collongue, 69131 Écully, France.