



HAL
open science

Statistiques spatio-temporelles des modes de Fourier spatiaux de la vorticité en turbulence

Nicolas Mazellier, Cédric Poulain, Christophe Baudet, Yves Gagne

► **To cite this version:**

Nicolas Mazellier, Cédric Poulain, Christophe Baudet, Yves Gagne. Statistiques spatio-temporelles des modes de Fourier spatiaux de la vorticité en turbulence. 17e Congrès Français de Mécanique, Aug 2005, Troyes, France. hal-00200083

HAL Id: hal-00200083

<https://hal.science/hal-00200083v1>

Submitted on 24 Sep 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   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.

Statistiques spatio-temporelles des modes de Fourier spatiaux de la vorticité en turbulence

Nicolas Mazellier, Cédric Poulain, Christophe Baudet & Yves Gagne

Laboratoire des écoulements Géophysiques et Industriels
Université Joseph Fourier INPG-CNRS
F-38041 Grenoble, France
nicolas.mazellier@hmg.inpg.fr

Résumé :

Nous présentons ici les résultats de mesures expérimentales de vorticité menées dans un jet rond d'air turbulent. Ces mesures concernent des nombres de Reynolds R_λ de l'ordre de 400. Elles sont obtenues grâce   la diffusion acoustique d'ondes ultrasonores par le champ de vorticité de l'écoulement turbulent. Cette technique, très proche de la diffusion de la lumière permet d'accéder directement au mode de Fourier spatial d'une composante de la distribution de la vorticité. On sélectionne ainsi une échelle particulière de l'écoulement. A partir de ces mesures, nous nous sommes intéressés   l'évolution dans les échelles de différentes propriétés statistiques de la vorticité (densit  de probabilité ou ddp, corrélation temporelle).

Abstract :

The present study deals with the experimental measurements of vorticity in an turbulent round air jet. The Taylor based-on Reynolds number is about 400. The measurement of the vorticity is obtained by ultrasonic wave scattering. This technique permits to probe the spatial Fourier transform of one component of the vorticity distribution at a specific length scale. We have computed some statistical properties of the vorticity field such as the probability density functions and time correlations with respect to turbulent scales.

Mots-clefs :

turbulence ; mesure acoustique ; vorticité

1 Introduction

La turbulence pleinement développée est généralement décrite au travers des propriétés statistiques des incréments de vitesse v définis par : $\delta v_l(x) = v(x+l) - v(x)$ [1]. On caractérise ainsi le transfert d'énergie turbulente au sein de la cascade turbulente grâce   l'évolution de la statistique des incréments au travers des échelles l . C'est ainsi que le phénomène d'intermittence a été mis en évidence en turbulence [2]. Toutefois, le taux local de dissipation d'énergie $\epsilon_l(x)$ est un candidat bien plus pertinent pour étudier le transfert d'énergie dans la cascade turbulente. Malheureusement, cette quantité est extrêmement difficile   mesurer expérimentalement   cause de la complexité des sondes   utiliser [3]. Cependant, le taux de dissipation est étroitement lié   la distribution spatiale de vorticité $\vec{\Omega}(\vec{r}, t)$ comme l'ont montré des calculs de DNS [4]. Cette quantité se définit comme le taux local de rotation du champ spatial de vitesse :

$$\vec{\Omega}(\vec{r}, t) = \text{rot}(\vec{v}(\vec{r}, t)) , \quad (1)$$

où \vec{r} désigne la position spatiale, t le temps et rot le rotationnel. Quelques tentatives ont été menées pour accéder expérimentalement   cette quantité physique [5]. La méthode expérimentale généralement employée est fondée sur l'anémométrie   fils chauds avec des sondes pouvant

contenir jusqu'à 12 fils. Cette approche nécessite la résolution des gradients spatiaux de vitesse rendant l'utilisation des sondes à fils chauds extrêmement difficile. Le principe de la technique expérimentale utilisée pour l'étude exposée ici repose sur l'interaction son-vorticité inhérente aux équations de Navier-Stokes [6], [7], [8], [9].

2 Caractéristiques de l'expérience

Les résultats présentés ici ont été obtenus dans un jet d'air axisymétrique turbulent dont le diamètre de buse est de 2,25 cm et la vitesse en sortie de buse est de 51,7 m/s. Le nombre de Reynolds R_λ basé sur la micro-échelle de Taylor λ est environ égal à 360. Les mesures ont été réalisées à 50 diamètres en aval de la buse afin de se placer dans la région auto-similaire du jet [10]. Les différentes caractéristiques physiques de l'écoulement sont répertoriées dans le tableau suivant :

$U_a(m/s)$	γ	$\Lambda_a(mm)$	$\lambda(mm)$	$\eta(mm)$
5,7	0,25	56	3,8	0,1

TAB. 1 – Liste des grandeurs physiques de l'écoulement de la zone de mesure sur l'axe du jet

où U_a est la vitesse moyenne, γ le taux de turbulence, Λ_a l'échelle intégrale longitudinale et η l'échelle de Kolmogorov. Le principe de la mesure acoustique comporte trois étapes [11]. Dans un premier temps, une onde acoustique $P_{inc}(\vec{r}, t)$ de fréquence ν_0 et de faible amplitude est envoyée sur le jet turbulent. Cette onde interagit avec la distribution de vorticité pour donner naissance à une onde acoustique diffusée $P_{diff}(\vec{r}, t)$. Enfin, l'onde diffusée est collectée au cours du temps au moyen d'un transducteur acoustique. En fixant la fréquence incidente ν_0 et la position relative des transducteurs acoustiques, on sélectionne un nombre d'onde q spécifique :

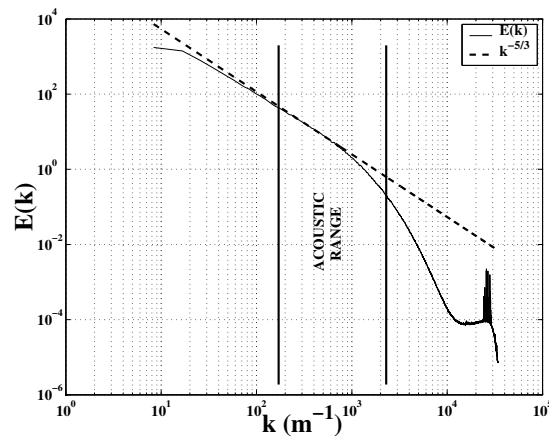
$$q = \frac{4\pi\nu_0}{c} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right), \quad (2)$$

avec c et θ la célérité du son et l'angle de diffusion respectivement. Sous des hypothèses peu restrictives [7], l'amplitude de l'onde acoustique diffusée est directement liée à l'amplitude du mode de Fourier spatial instantané de la distribution de la composante de vorticité Ω_\perp perpendiculaire au plan de diffusion pour un nombre d'onde spatial q donné :

$$\Omega_\perp(\vec{q}, t) = \iiint_V \Omega_\perp(\vec{r}, t) \cdot e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} d^3r, \quad (3)$$

où V est le volume de mesure défini par l'intersection des faisceaux acoustiques incident et diffusé. En choisissant un unique nombre d'onde q dans l'espace de Fourier, on sélectionne la contribution d'une échelle particulière de l'écoulement dans l'espace physique (filtrage spatial passe-bande). En d'autres termes, cette méthode de mesure nous permet d'accéder directement à l'évolution temporelle de la vorticité à une échelle spatiale fixée. Cette technique offre donc une voie d'exploration plus vaste que les incréments de vitesse puisqu'elle contient une information spatio-temporelle.

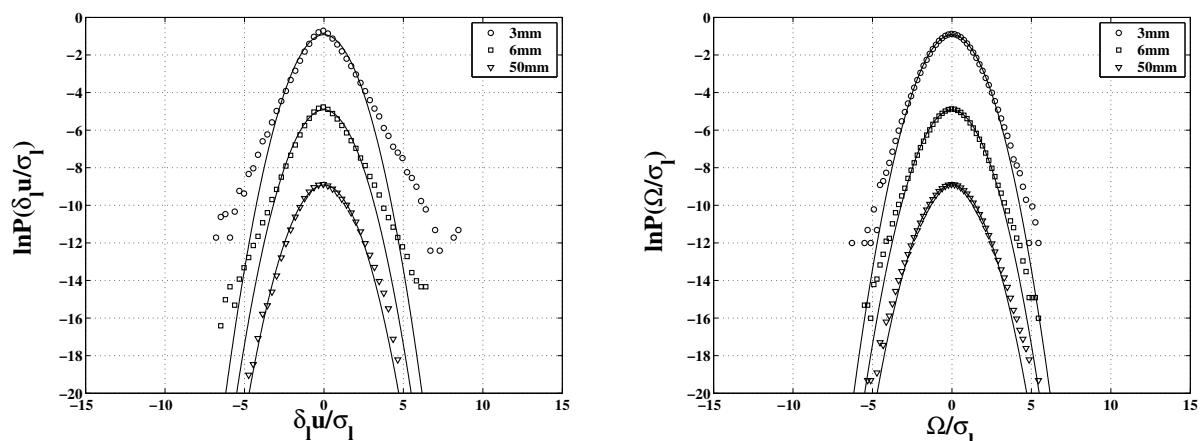
Les paramètres θ et ν_0 sont facilement modifiables. Ceci permet de sonder une large gamme de nombres d'onde donc d'échelles : de la zone inertielle jusqu'au début de la zone dissipative comme le montre la Figure 1.

FIG. 1 – Etendue de mesure acoustique (*pente -5/3 en pointillé*)

La Figure 1 représente le spectre de puissance spatial (mesuré par anémométrie à fil chaud) de l'énergie cinétique turbulente $E(k)$ en fonction du nombre d'onde k . Les deux lignes verticales symbolisent la gamme d'échelles accessible par l'acoustique.

3 Le signal de vorticité

En turbulence développée, on observe une évolution de la forme des pdf des incriments de vitesse. Celle-ci passe d'une distribution gaussienne   grande échelle   une forme quasi-exponentielle   petite échelle (voir Figure 2(a)). Ce phénomène est imputé   l'intermittence statistique du champ turbulent responsable d' v nements rares mais intenses. Les Figures 2a et 2b présentent la comparaison de l'évolution des pdf des incriments de vitesse et de la vorticité pour une grande échelle ($\sim 50\text{mm}$), une échelle moyenne ($\sim 6\text{mm}$) et une petite échelle ($\sim 3\text{mm}$). Par souci de clarté, les courbes ont été décalées en ordonnée et la distribution gaussienne a été ajoutée en trait continu afin de révéler l'évolution en fonction de l'échelle.

FIG. 2 – Evolution des pdf normalisées des incriments de vitesse (  gauche (a)) et de la vorticité (  droite (b)) en comparaison   la distribution gaussienne (*ligne continue*)

Comparées aux incriments de vitesse pour lesquels les *ails* des pdf sont de moins en moins gaussiennes lorsque l'on descend dans les échelles, les pdf de vorticité n'évoluent pas

de manière significative en fonction de l'échelle d'analyse. Toutefois, la gamme d'échelles accessibles par voie acoustique est principalement concentrée dans la zone inertielle et le début de la zone dissipative. Il semble donc que les pdf de vorticit e ne soient pas d ependantes de l' echelle d'analyse (au moins dans la zone inertielle). Le signal de vorticit e semble cependant poss eder un caract ere intermittent comme le montrent les Figures 3(a) et 3(b) qui repr esentent une  evolution typique de la puissance instantan ee de la vorticit e (enstrophie) en fonction du temps. Des *bouff ees* turbulentes de temps caract eristique 100ms sont clairement visibles sur le tracée de la Figure 3(a). De plus, chaque *bouff ee* est compos ee d'une s erie d' evnements intenses mais de courte dur ee de vie (~ 1 ms) comme le montre la Figure 3(b). Afin d' evaluer quantitativement et qualitativement l' evolution au travers des  echelles de ces deux temps caract eristiques, nous nous sommes int eress es   l'auto-covariance normalis ee de l'enstrophie d efinie comme :

$$C_{\Omega\Omega}(q, \tau) = \frac{\langle |\tilde{\Omega}(q, t)| \cdot |\tilde{\Omega}(q, t + \tau)| \rangle_t}{\langle |\Omega(q, t)|^2 \rangle_t}, \quad (4)$$

où les symboles $\tilde{}$ et $\langle \rangle_t$ d esignent respectivement une variable centr ee et une moyenne temporelle et τ le retard temporel.

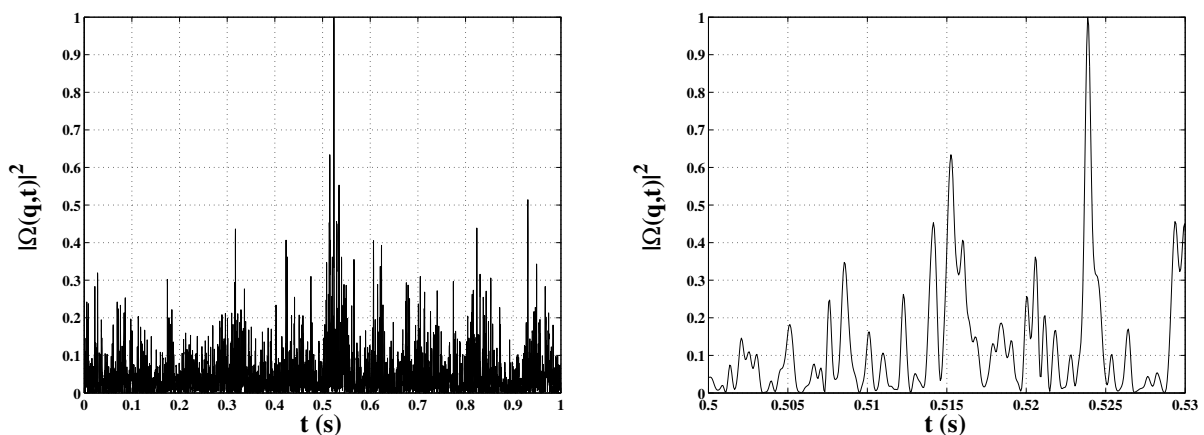


FIG. 3 – Exemple typique de signal de vorticit e sur 1 seconde (  gauche (a)) et sur 30ms (  droite (b))

4 Les corr elations de vorticit e

La Figure 4 est une repr esentation du logarithme de la corr elation temporelle du signal tracée sur la Figure 3. Cette fonction montre clairement l'existence de deux temps caract eristiques : un temps court τ_c de l'ordre de 1ms et un temps long τ_L avoisinant 100ms.

En sondant diff erents nombres d'onde q on s'int eresse   l' evolution de ces deux temps en fonction de l' echelle d'analyse ($\propto \frac{1}{q}$). Les r esultats obtenus pour une gamme d' echelles comprises entre 3mm et 20mm sont reportées sur les Figures 5(a) et 5(b). La Figure 5(a) est la repr esentation du logarithme de la corr elation temporelle en fonction du logarithme du retard τ pour 4  echelles : 3mm, 6mm, 10mm et 20mm. On remarque une diff erence notable de comportement entre le temps court τ_c et le temps long τ_L . En effet, τ_c diminue fortement lorsque l'on scrute des  echelles de plus en plus petite jusqu'  atteindre un rapport 10 entre τ_c (20mm) et τ_c (3mm). Au contraire, la partie   temps long des corr elations semble être ind ependante de

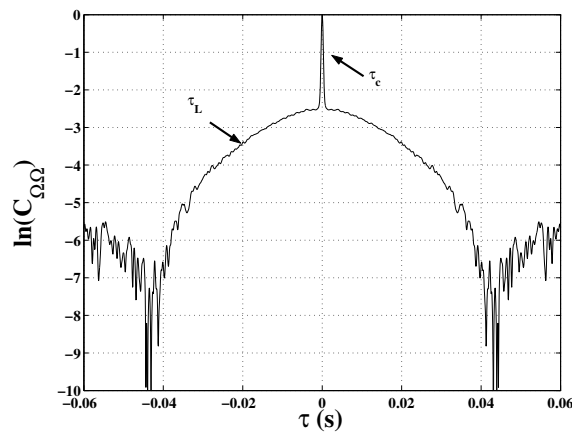


FIG. 4 – Exemple de corrélation d’entrophie.

l’échelle d’analyse. La mesure par ajustement des deux temps caractéristiques révèle deux comportements en échelle différents comme l’illustre la Figure 5(b) qui est la représentation log-log de τ_c et τ_L en fonction du nombre d’onde q d’analyse. Par comparaison, la loi de puissance q^{-1} a été ajoutée en pointillé. Ces mesures montrent que le temps court suit une loi de puissance telle que : $\tau_c \propto q^{-1}$. Plus quantitativement, le temps court est de l’ordre de $\frac{1}{qu'}$ où u' est la valeur rms de la fluctuation de vitesse. Ce comportement traduit l’effet de *sweeping* qui représente l’advection aléatoire des petites échelles de l’écoulement par les grandes structures de vitesse caractéristique u' [11]. En revanche, le temps long est indépendant du nombre d’onde q analysé soit $\tau_L \propto q^0$. De plus, la valeur typique du temps long est du même ordre de grandeur que le temps intégral du champ de vitesse. La présence de la corrélation à temps long suggère l’existence d’un processus de cascade multiplicative dans le transfert d’énergie turbulente au sens de la théorie de Kolmogorov-Obukhov de 1962 (KO62) [2]. Cette formulation est fondée sur le principe que toutes les échelles de l’écoulement sont affectées par la fluctuation statistique du taux de transfert d’énergie $\epsilon_l(x)$ responsable de la cascade turbulente.

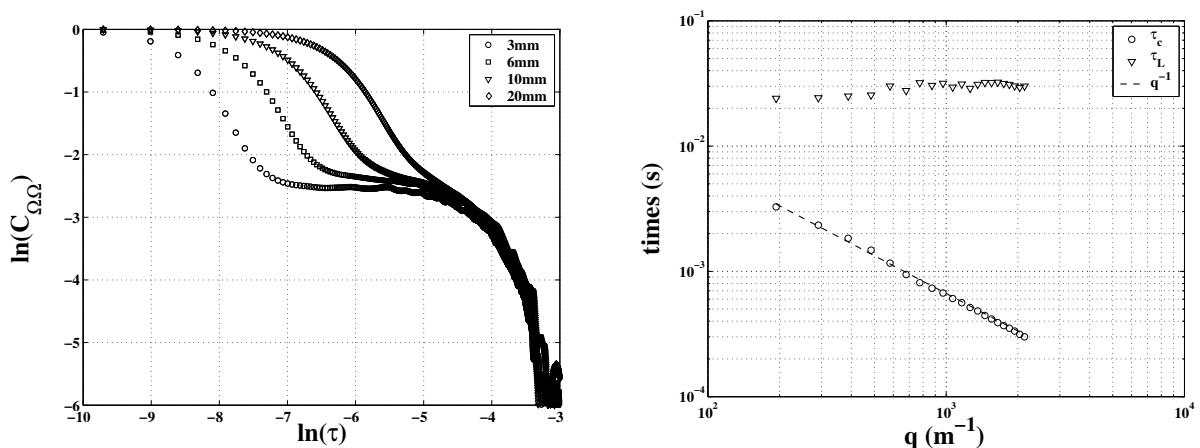


FIG. 5 – Evolution des corrélations (à gauche (a)) et des temps (à droite (b)) au travers des échelles (pente -1 en pointillé)

5 Conclusions

Les mesures temporelles des modes de Fourier spatiaux de la distribution de vorticité dans un jet d'air rond turbulent ont mis en évidence la présence de deux temps caractéristiques : un temps court et un temps long. Le temps court dépend fortement de l'échelle d'analyse et traduit l'existence d'un effet de *sweeping* au sein de l'écoulement. Le temps long, qui est l'ordre du temps intégral, révèle la présence des interactions énergétiques non-locales entre la grande et les petites échelles de la turbulence. Cette étude a montré que les deux temps caractéristiques du champ de vorticité évoluent selon deux lois d'échelle distinctes : $\tau_c \propto q^{-1}$ et $\tau_L \propto q^0$, en contradiction avec l'hypothèse de self-similarité (K41). Nos résultats confirment le rôle joué par la dynamique temporelle du champ de vorticité dans le comportement intermittent des transferts turbulents (KO62).

Références

- [1] A.N. Kolmogorov, "The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers," *Proc. R. Soc. Lond.*, vol. 434, pp. 9–13, 1991.
- [2] A.N. Kolmogorov, "A refinement of previous hypotheses concerning the local structure of turbulence in a viscous incompressible fluid at high reynolds number," *Proc. R. Soc. Lond.*, pp. 82–85, 1961.
- [3] Y. Zhu and A. Antonia, "The spatial resolution of hot-wire arrays for the measurement of small-scale turbulence," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 7, pp. 1349–1359, 1996.
- [4] S. Douady, Y. Couder, and M.E. Brachet, "Direct observation of the intermittency of intense vorticity filaments in turbulence," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, pp. 983–986, 1991.
- [5] J.M. Wallace and J.F. Foss, "The measurement of vorticity in turbulent flows," *Annu. Rev. Fluid. Mech.*, vol. 27, pp. 469–514, 1995.
- [6] B.T. Chu and L.S.G. Kov sznay, "Non-linear interactions in a viscous heat-conducting compressible gas," *J. Fluid Mech.*, vol. 3, pp. 494–514, 1958.
- [7] F. Lund and C. Rojas, "Ultrasound as a probe of turbulence," *Physica D.*, vol. 37, pp. 508–514, 1989.
- [8] C. Baudet, S. Ciliberto, and J.F. Pinton, "Spectral analysis of the von karman flow using ultrasound scattering," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, pp. 193–195, 1991.
- [9] C. Baudet, O. Michel, and W.J. Williams, "Detection of coherent vorticity structures using time-scale resolved acoustic spectroscopy," *Physica D*, vol. 128, pp. 1–17, 1999.
- [10] I. Wygnanski and H. Fiedler, "Some measurements in the self-preserving jet," *J. Fluid Mech.*, vol. 38, pp. 577–612, 1969.
- [11] C. Poulain, N. Mazellier, P. Gervais, C. Baudet, and Y. Gagne, "Spectral vorticity and lagrangian velocity measurements in turbulent jets," *Flow, Turb. Comb.*, vol. 72, pp. 245–271, 2004.