

Une transition de phase dans un écoulement turbulent confiné ?

François Daviaud¹, Pierre-Philippe Cortet², Arnaud Chiffaudel¹, Bérengère Dubrulle¹, & Éric Herbert¹

¹ CEA, IRAMIS, SPEC, CNRS URA 2464, Groupe Instabilité et Turbulence, 91191 Gif-sur-Yvette, France.

² Laboratoire FAST, CNRS UMR 7608, Université Paris-Sud, Université Pierre et Marie Curie, Bât. 502, Campus universitaire, 91405 Orsay, France.

françois.daviaud@cea.fr

Résumé. Nous rapportons l'étude expérimentale de la susceptibilité de la brisure de symétrie dans un écoulement de von Kármán confiné rotatif et turbulent dans la gamme de nombre de Reynolds de 150 à 1.10^6 . Nous rapportons l'observation de la divergence de cette susceptibilité à un Reynolds intermédiaire de 90 000 ce qui est la preuve expérimentale de la possibilité de l'existence d'une transition de phase dans un système très fluctuant en temps et en espace. De plus cette transition est associée à un maximum de l'amplitude des fluctuations de la symétrie de l'écoulement instantané correspondant à des brisures intermittentes et spontanées de symétrie entre différents états métastables.

Abstract. We experimentally study the susceptibility to symmetry breaking of a closed turbulent von Kármán swirling flow from $Re = 150$ to $Re \approx 10^6$. We report a divergence of this susceptibility at an intermediate Reynolds number $Re = Re_\chi = 90\,000$ which gives experimental evidence that such a highly space and time fluctuating system can undergo a "phase transition". This transition is furthermore associated with a peak in the amplitude of fluctuations of the instantaneous flow symmetry corresponding to intermitencies between spontaneously symmetry breaking metastable states.

1 Introduction

Les transitions de phase sont des phénomènes omniprésents dans les systèmes physiques et sont généralement associés à des brisures de symétrie. La symétrie gouverne également la transition vers la turbulence : lorsque le nombre de Reynolds augmente une succession de bifurcations brise les diverses symétries de l'écoulement laminaire [1]. À fort nombre de Reynolds il est couramment admis que toutes les symétries brisées sont statistiquement restaurées [2]. Cependant cette vision est discutée par des études récentes d'écoulements turbulents en rapportant des faits inattendus comme la turbulence à durée de vie finie [3] ou l'hypothétique existence d'une transition turbulente [4,5,6,7]. Par conséquent et bien que les écoulements turbulents soient intrinsèquement des systèmes hors équilibre on peut se demander si les transitions observées peuvent être interprétées en terme de transition de phase. Dans ce travail nous introduisons la notion de susceptibilité de la brisure de symétrie dans un écoulement turbulent de von Kármán et étudions sa dépendance en Reynolds dans la gamme 150 à $1 \cdot 10^6$ à l'aide d'une vélocimétrie par imagerie de particules (PIV) stéréoscopique. Nous observons une divergence de la susceptibilité pour un Reynolds critique $Re = Re_\chi \simeq 90\,000$ ce qui fixe le seuil pour une éventuelle « transition de phase » turbulente. Il apparaît de plus que cette divergence coïncide avec un maximum de l'amplitude des fluctuations de la symétrie de l'écoulement instantané.

2 Paramètres de contrôle et paramètre d'ordre global

Notre montage expérimental est constitué d'un cylindre de Plexiglas rempli d'un mélange eau-glycérol. Le liquide est mécaniquement entraîné par deux turbines coaxiales tournant en sens opposé (Fig. 1). Les turbines sont constituées de disques plats sur lesquels sont fixées 16 pales radiales incurvées. Les mesures de vitesse sont réalisées avec une PIV stéréoscopique fournissant les 3 composantes de la vitesse dans un plan méridien. Nous prendrons pour notation des fréquences de rotation des turbines respectives f_1 et

f_2 . Les paramètres de contrôle sont le nombre de Reynolds $Re = \pi(f_1 + f_2)R^2/\nu$ avec ν la viscosité du fluide et $\theta = (f_1 - f_2)/(f_1 + f_2)$ qui contrôle l'asymétrie du forçage.

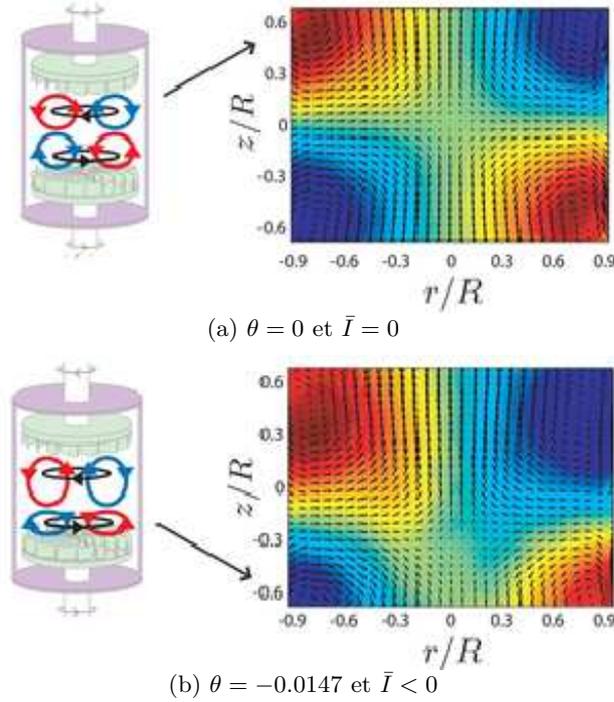


FIG. 1. Schéma de la topologie de l'écoulement turbulent de von Kármán lorsque $Re = 800\,000$. Le champ de vitesse moyen correspondant est représenté à droite. Les flèches représentent la vitesse poloidale (u_r, u_z) tandis que les niveaux de couleurs (de bleu à rouge) représentent la vitesse azimutale (ou toroïdale u_φ).

Lorsque $\theta = 0$ le système expérimental est symétrique pour toute rotation R_π qui permute la position des turbines : les conditions du problème sont invariantes pour n'importe quelle π -rotation autour d'un axe radial passant au centre du cylindre. Lorsque $\theta \neq 0$ le système expérimental n'est plus R_π symétrique. Ainsi le paramètre de contrôle θ détermine la distance à la symétrie R_π exacte et suivant sa valeur l'écoulement va s'ajuster en adoptant différentes symétries (Fig. 1). 1) lorsque $\theta = 0$ l'écoulement est exactement R_π symétrique, composé de deux cellules toriques de recirculation séparées par une couche de cisaillement localisée à l'équateur. 2) lorsque $\theta \neq 0$ l'écoulement est asymétrique à deux cellules, la couche de cisaillement est décalée vers la turbine la plus lente [9]. Dans le but de quantifier la distance de l'écoulement à la symétrie R_π nous utilisons le moment angulaire normalisé et moyenné en espace $I(Re, \theta, t)$ comme paramètre d'ordre.

$$I(t) = \frac{1}{\nu} \int_{\nu} r dr d\varphi dz \frac{r u_\varphi(t)}{\pi R^2 (f_1 + f_2)}$$

avec ν le volume de l'écoulement. Un exemple des fluctuations temporelles de $I(t)$ à $\theta = 0$ en régime turbulent est donné Fig. 2. À l'aide de ce paramètre d'ordre global moyenné nous pouvons définir une susceptibilité de l'écoulement à la brisure de symétrie : $\chi_I = \partial \bar{I} / \partial \theta |_{\theta=0}$.

3 Divergence critique de la susceptibilité

Dans le cas laminaire si $\theta = 0$ alors $\bar{I} = 0$ grâce à la symétrie de l'écoulement. Lorsque θ s'éloigne de 0 l'asymétrie de l'écoulement augmente et donc le moment angulaire \bar{I} s'éloigne de 0 également. Le

paramètre de symétrie \bar{I} évolue linéairement avec θ (Fig. 3) et la susceptibilité vaut 0,24. En augmentant le Reynolds la turbulence pleinement développée est présumée atteinte lorsque $Re \approx 10\,000$. Dans ce cas, si $\theta = 0$, la symétrie R_π de l'écoulement instantané est brisée mais la symétrie du champ de vitesse moyen est restaurée comme cela est observé communément en turbulence usuelle. Si on fait varier θ on observe comme dans le cas laminaire la brisure de la symétrie R_π de l'écoulement moyen. On observe Fig. 3 que $\bar{I}(\theta)$ pour un Reynolds de 800 000 et au voisinage proche de $\theta = 0$ varie beaucoup plus vite que dans le cas laminaire. Par conséquent il apparaît que la turbulence accroît brutalement la sensibilité de l'écoulement aux brisures de symétrie. La susceptibilité χ_I augmente de deux ordres de grandeur (Fig. 3) entre $Re = 150$ et $Re = 90\,000$, puis celle-ci décroît d'un facteur 4 entre $Re = 90\,000$ et $Re = 800\,000$. Ce dernier résultat suggère que $\chi_I(Re)$ au voisinage de $Re = Re_\chi \approx 90\,000$ subit une divergence critique.

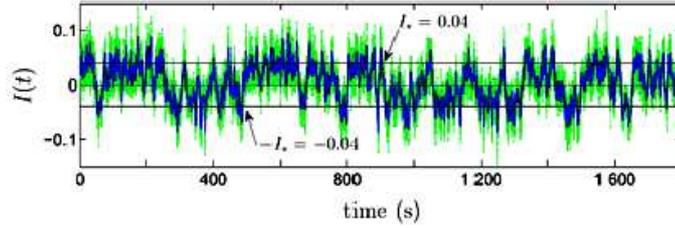


FIG. 2. Moment angulaire global I en fonction du temps pour $Re = 43\,000$ et $\theta = 0$. La ligne verte claire provient de l'acquisition PIV à 15 Hz et la ligne bleue foncée est filtrée passe-bas à 1 Hz. On a représenté des lignes à $I(t) = \pm I_* = \pm 0.04$ pour guider l'œil.

4 Momentisation

Lorsque $|\theta|$ augmente la courbe $\bar{I}(\theta)$ subit une brutale rupture de pente en $|\theta| = |\theta_r|$ qui est très proche de $\theta = 0$ ($|\theta_r| \approx 0.9\,10e-3$ à $Re = 65\,000$). Au delà de $|\theta_r|$, à grand Reynolds, on retrouve la variation lente et linéaire de \bar{I} avec θ observée dans le régime laminaire. Puisque $\bar{I}(|\theta| > |\theta_r|)$ à grand Reynolds est indépendant de Re il est raisonnable d'extrapoler $\bar{I}(|\theta| > |\theta_r|)$ à $\theta = 0$. Cette extrapolation décrit le comportement idéal de \bar{I} au voisinage du Reynolds critique Re_χ si χ_I diverge : \bar{I} saute de $-I_0$ à I_0 avec $|I_0| \approx 0.05$. Ce saut peut être interprété comme une "momentisation turbulente" spontanée I_0 à $\theta = 0$ par analogie avec la momentisation magnétique ferromagnétique spontanée M_0 à champ nul de la transition para-ferromagnétique classique.

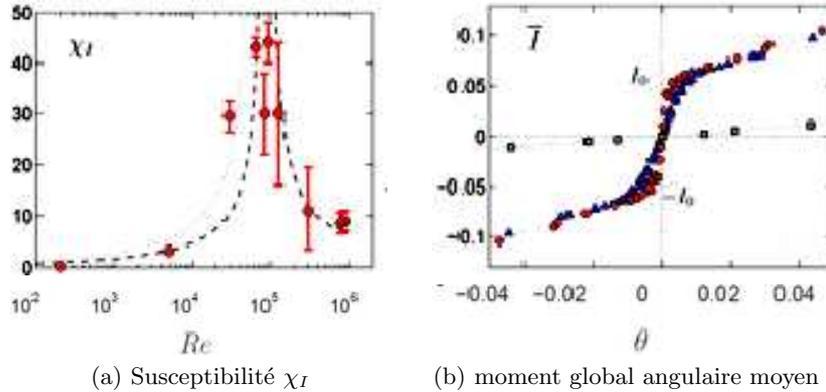


FIG. 3. Susceptibilité χ_I à la brisure de symétrie en fonction du Reynolds à $\theta = 0$ (a) et moment global angulaire moyen \bar{I} en fonction de θ (b) à $Re = 150$ (vert \square), $Re = 65\,000$ (rouge \circ) et $Re = 800\,000$ (bleu \triangle).

Une signature de cette momentisation peut être observée dans les fluctuations du moment angulaire instantané à un $Re \approx Re_\chi$ au voisinage du maximum de susceptibilité et $\theta = 0$ (Fig. 2). Bien que la moyenne $\bar{I}(\theta = 0) = 0$, la valeur instantanée de $I(t)$ ne fluctue pas au voisinage de zéro mais tend à se fixer préférentiellement sur deux plateaux où $I = \pm I_*$ avec $I_* \approx I_0$. Il apparaît que le moment global angulaire fluctue beaucoup au cours du temps en suivant deux échelles temporelles. Les fluctuations rapides sont reliées aux "classiques" petites échelles de la turbulence tandis que les fluctuations plus lentes sont liées aux intermittences temporelles correspondant à un temps de séjour de quelques dizaines de secondes. Une moyenne temporelle sur une seule de ces périodes intermittente montre un écoulement qui brise spontanément la symétrie homologue à l'écoulement moyen obtenu à $\theta \neq 0$. Ce dernier résultat montre une très forte connexion entre les fluctuations spontanées de symétrie de l'écoulement près du maximum de susceptibilité et l'écoulement moyen obtenu en brisant la symétrie grâce au paramètre de contrôle θ . L'interprétation des grandes fluctuations de $I(t)$ en terme de multistabilité suggère que la réponse linéaire de l'écoulement moyen $\bar{I}(\theta)$ au voisinage proche de $\theta = 0$ (c'est-à-dire $|\theta| < |\theta_r|$) (Fig. 3) est le résultat d'une moyenne temporelle de différents états métastables en proportions différentes.

5 Conclusion

Bien que les bifurcations avec brisure de symétrie soient communément observées dans les écoulements turbulents les outils théoriques associés ne sont pas encore bien établis. Les travaux sur les transitions de phase en présence de fluctuations considèrent généralement un système dans lequel un bruit externe est introduit [10]. Or un bruit multiplicatif est connu pour générer un état de brisure de symétrie ordonnée par une transition de phase hors équilibre [11]. Enfin l'écoulement turbulent dans lequel nous pouvons avoir accès à la fois aux évolutions des états spatio-temporels et aux moyennes des grandeurs thermodynamiques apparaît comme un outil parfaitement adapté à l'étude des transitions de phase hors équilibre dans les systèmes fortement fluctuants.

Références

1. P. MANNEVILLE, *Dissipative Structures and Weak Turbulence*, Academic Press, Boston (1990).
2. U. FRISCH, *Turbulence — The Legacy of A. N. Kolmogorov*, Cambridge University Press, Cambridge (1995).
3. B. HOF, J. WESTERWEEEL, T. M. SCHNEIDER & B. ECKHARDT, Finite lifetime of turbulence in shear flows, *Nature*, **443**, 59-62 (2006).
4. F. CHILLÁ, M. RASTELLO, S. CHAUMAT & B. CASTAING, Long relaxation times and tilt sensitivity in Rayleigh Benard turbulence, *European Physical Journal B*, **40**, 223-227 (2004).
5. R. J. A. M. STEVENS, J.-Q. ZHONG, H. J. H. CLERCX, G. AHLERS & D. LOHSE, Transitions between turbulent states in rotating Rayleigh-Bénard convection, *Physical Review Letters*, **103**, 024503 (2009).
6. P. TABELING, G. ZOCCHI, F. BELIN, J. MAURER & H. WILLAIME, Probability density functions, skewness, and flatness in large Reynolds number turbulence, *Physical Review E*, **53**, 1613-1621 (1996).
7. F. RAVELET, L. MARIÉ, A. CHIFFAUDEL & F. DAVIAUD, Multistability and memory effect in a highly turbulent flow : Experimental evidence for a global bifurcation, *Physical Review Letters*, **93**, 164501 (2004).
8. P.-P. CORTET, A. CHIFFAUDEL, F. DAVIAUD & B. DUBRULLE, Experimental evidence of a phase transition in a closed turbulent flow, *Physical Review Letters*, **105**, 214501 (2010).
9. P.-P. CORTET, P. DIRIBARNE, R. MONCHAUX, A. CHIFFAUDEL, F. DAVIAUD & B. DUBRULLE, Normalized kinetic energy as a hydrodynamical global quantity for inhomogeneous anisotropic turbulence, *Physics of Fluids*, **21**, 025104 (2009).
10. N. G. VAN KAMPEN, *Stochastic Processes in Physics and Chemistry*, North-Holland Personal Library, Elsevier (1981).
11. C. VAN DEN BROECK, J. PARRONDO & R. TORAL, Noise-induced nonequilibrium phase transition, *Physical Review Letters*, **73**, 3395-3398 (1994).