



HAL
open science

Bifurcation globale de l'écoulement de von Karman turbulent : caractérisation et seuil d'apparition du phénomène en nombre de Reynolds.

Florent Ravelet, A. Chiffaudel, F. Daviaud

► To cite this version:

Florent Ravelet, A. Chiffaudel, F. Daviaud. Bifurcation globale de l'écoulement de von Karman turbulent : caractérisation et seuil d'apparition du phénomène en nombre de Reynolds.. XVIIème Congrès Français de Mécanique, Sep 2005, Troyes, France. pp.1. hal-00191064

HAL Id: hal-00191064

<https://hal.science/hal-00191064>

Submitted on 23 Nov 2007

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.

Bifurcation globale de l'écoulement de von Kármán turbulent : caractérisation et seuil d'apparition du phénomène en nombre de Reynolds.

Florent Ravelet, Arnaud Chiffaudel & François Daviaud

*Service de Physique de l'État Condensé
CEA/Saclay
91191 Gif-sur-Yvette Cédex
florent.ravelet@cea.fr*

Résumé :

Dans un écoulement de von Kármán turbulent ($Re \simeq 10^6$), on observe expérimentalement une bifurcation globale se traduisant par la coexistence de deux régimes turbulents pour une même valeur du paramètre de contrôle [1]. Les transitions entre ces états présentent une statistique particulière et posent la question du rôle joué par la turbulence. Nous étudions ici l'évolution des transitions entre les différents états en fonction du nombre de Reynolds. La coexistence apparaît en régime de turbulence pleinement développée ($Re > 10^4$).

Abstract :

We study the Reynolds-number dependence of the global bifurcation in a von Kármán flow [1]. We have experimentally evidenced the fact that at high Reynolds number, two different regimes of turbulent flows can be obtained in our system. The statistics of transitions bring the issue of the role of fluctuations. Lowering the Reynolds number down to laminar regimes, we show that the "global bifurcation" does not occur until the flow is highly turbulent ($Re > 10^4$).

Mots-clefs :

Turbulence, Bifurcation globale, Ecoulement de von Kármán

1 Le dispositif expérimental, les paramètres.

L'écoulement produit dans un cylindre entre deux turbines coaxiales contrarotatives, munies de pales est connu sous le nom d'écoulement de von Kármán et permet d'atteindre des états pleinement turbulents dans un volume réduit et fermé [2].

Notre cuve cylindrique a un rayon $R = 100$ mm. Les deux turbines de diamètre 185 mm sont distantes de $H = 180$ mm et possèdent des pales de hauteur 20 mm. Le fluide utilisé est de l'eau, ou des mélanges eau/glycérol jusqu'à 99% en masse de glycérol. La température du fluide de travail est mesurée au moyen d'une sonde à résistance de platine située en paroi et est réglée à 1 K près. Nous définissons le nombre de Reynolds de notre écoulement de la manière suivante : $Re = 2\pi f R^2 \nu^{-1}$, nous basant sur une fréquence typique de rotation f , ν étant la viscosité cinématique du fluide.

Les turbines sont mues par deux moteurs brush-less indépendants, réglés en vitesse. Nous effectuons le changement de variable suivant dans le plan des paramètres f_1 — f_2 (fréquences de chaque moteur) :

- $f = \sqrt{(f_1^2 + f_2^2)}/2$ caractérise l'intensité du forçage (Re est basé sur cette fréquence f) ;
- $\theta = (f_2 - f_1)/(f_2 + f_1)$ caractérise la dissymétrie du forçage.

La contrarotation exacte correspond à $\theta = 0$, le cas où le moteur 1 tourne seul correspond à $\theta = -1$, et $\theta = 1$ lorsque le moteur 2 tourne seul. La régulation en vitesse maintient f à 0.5% près et θ à ± 0.002 près pour $\theta \simeq 0$.

Nous effectuons des mesures des couples T consommés par les moteurs et de vitesse d'écoulement par vélocimétrie laser Doppler (LDV). Pour un fluide de masse volumique ρ , Nous définissons le facteur de puissance adimensionnel K_p comme suit :

$T(f, \theta, Re) = K_p(\theta, Re) \rho R^5 (2\pi f)^2$. Quant aux vitesses, elles sont adimensionnées par $2\pi Rf$.

2 Transitions entre états à une et deux cellules.

Commençons par considérer la phénoménologie de l'écoulement moyen de von Kármán dans trois cas particuliers :

- Pour $\theta = -1$, on s'attend à avoir un écoulement mis en rotation globale par le moteur 1, avec une seule cellule dans l'écoulement. En régime permanent et stationnaire, on s'attend à ce que le couple fourni par le moteur 1 soit supérieur au couple résistant fourni par le moteur 2, la différence correspondant au frottement du fluide sur la cuve cylindrique : $\Delta K_p = K_{p2} - K_{p1} < 0$. Cet état est noté (b_1) .
- Pour $\theta = 1$, on a l'écoulement symétrique par retournement autour de tout axe radial passant par le centre du cylindre, et une différence des couples sur les moteurs 1 et 2 de même valeur mais de signe contraire. On note cet état (b_2) .
- Dans le cas $\theta = 0$, on aura deux cellules dans l'écoulement, séparées par une couche de fort cisaillement. Les deux moteurs jouent le même rôle et $\Delta K_p = 0$ (état (s)).

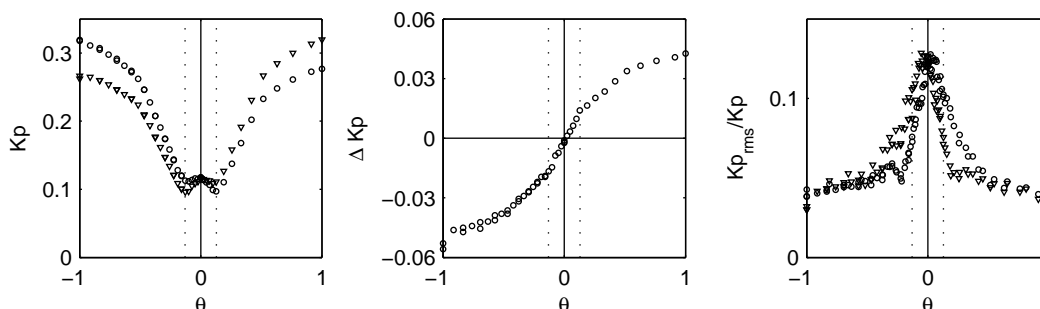


FIG. 1 – Transitions entre les trois états, pour des turbines à pales droites, à $Re = 8 \times 10^5$. A gauche : Couples adimensionnels des moteurs 1 (\circ) et 2 (∇) fonction de θ . Au centre : différence des couples adimensionnels ΔK_p fonction de θ . A droite : taux de fluctuation des couples $\sigma(K_p)/K_p$. Les pointillés verticaux correspondent aux passages de une à deux cellules en $\theta = \pm 0.13$

Nous avons représenté sur la figure 1 les couples adimensionnés, leur différence ainsi que leurs taux de fluctuation en fonction de θ pour des turbines munies de pales droites à $Re = 8 \times 10^5$. On retrouve les différents états décrits ci-dessus pour $\theta = \pm 1$ et $\theta = 0$.

Lorsqu'on parcourt l'intervalle $\theta = [-1, 1]$, on observe une courbe continue avec passage de une à deux cellules pour $\theta = \pm 0.13$ (équivalent à $f_1/f_2 = 0.78$). Ce passage de une à deux cellules dans l'écoulement se traduit par une légère rupture de pente sur le diagramme en ΔK_p , et par une croissance du taux de fluctuation du couple correspondant à l'apparition de la couche de mélange séparant les deux cellules.

3 La bifurcation globale.

Pour des turbines à pales fortement courbées tournant face concave des pales en avant (voir Fig. 2 gauche), les transitions entre les différents états peuvent avoir des comportements inattendus. Nous présentons sur la partie centrale de la figure 2 les cycles obtenus pour ces turbines à différents nombres de Reynolds.

Pour $Re = 800$ (\circ), on a une courbe continue similaire à celle de la figure 1. Pour $Re = 5600$ (∇), les transitions sont du premier ordre : on voit apparaître cinq branches, la courbe présentant une discontinuité en $\theta = \pm 0.13$ et une autre en $\theta = \pm 0.075$. Il y a donc apparition d'un état intermédiaire entre (b_1) et (s) puis entre (s) et (b_2). Celui-ci est très fluctuant : son taux de fluctuations est 5.8 fois celui de b_1 en $\theta = -0.13$. Le taux de fluctuation de (s) est lui 3.7 fois celui de (b_1), situation comparable au cas présenté en Fig. 1. Lorsque Re atteint environ 10^4 (*), on observe la coexistence des trois états (b_1), (b_2) et (s) en $\theta = 0$. On a hystérésis, le régime dans lequel on se trouve pour une même valeur du paramètre de contrôle dépend du chemin par lequel on y est arrivé.

Enfin, en augmentant encore le nombre de Reynolds de l'écoulement, on obtient la courbe de droite de la Fig. 2. L'hystérésis est encore plus marquée, avec les branches (b_1) et (b_2) qui traversent $\theta = 0$. Les points de la branche (s) sont métastables. Nous avons retenus ceux dont le temps de vie est supérieur à $20f$. Ce temps diverge pour $\theta = 0$: la branche (s) se réduit donc à un point marginalement stable en $\theta = 0$ [1].

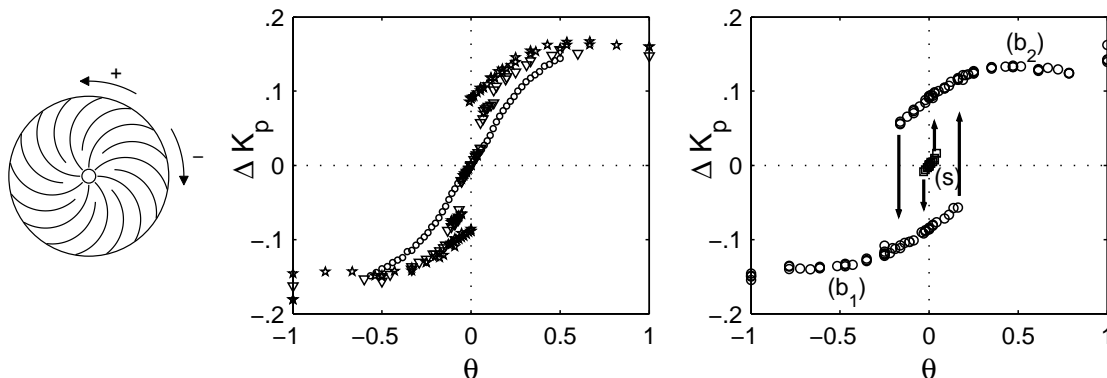


FIG. 2 – Gauche : turbines utilisées par la suite. Noter les deux sens de rotation possibles : face concave des pales en avant sera noté (-). Centre : ΔK_p fonction de θ pour $Re = 800$ (\circ), $Re = 5600$ (∇) et $Re = 10000$ (*). Droite : ΔK_p fonction de θ pour $Re = 2 \times 10^5$.

4 Evolution des grandeurs globales avec le nombre de Reynolds.

Intéressons nous maintenant au développement de la turbulence dans notre écoulement de manière quantitative. Sur la figure 3, nous avons tracé l'évolution du $K_p(\theta = 0)$ en fonction de Re pour différents régimes (voir légende). On remarque tout d'abord que pour $Re < 250$, l'écoulement peut être qualifié de laminaire : le coefficient de puissance varie comme Re^{-1} [3], et les deux sens de rotation des turbines sont équivalents. L'épaisseur de la couche limite au moment où les courbes \triangleleft (sens de rotation (+)) et \circ (sens (-)) se séparent est alors de $R \times Re^{-1/2} \simeq 6$ mm à comparer au gap entre la turbine et la paroi cylindrique qui est de 7.5

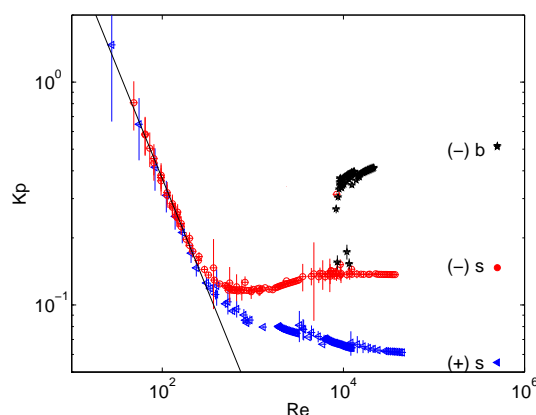


FIG. 3 – $K_p(\theta = 0)$ en fonction de Re en échelle log-log. En (\circ), sens de rotation ($-$) dans l'état (s). En ($*$), $(K_{p1} + K_{p2})/2$ dans l'état bifurqué. En (\triangleleft), sens de rotation ($+$) (aucune bifurcation observée). Incertitude relative de $\pm 10\%$ sur Re ; incertitude absolue de ± 0.1 N.m sur K_p . Fit non linéaire entre $Re = 30$ et $Re = 250$: $K_p = 36.9 \times Re^{-1}$.

mm. Nous faisons donc l'hypothèse qu'en deçà de ce nombre de Reynolds, tout se passe comme si nous avions des disques lisses séparés par $H/R = 1.8 - 0.2 - 0.2 = 1.4$. Une comparaison entre un champ de vitesse mesuré à $Re = 120$ dans expérience ($H = 1.8$ et pales de 0.2) et une simulation numérique de C. Nore [4] en rapport d'aspect 1.4 est présentée figure 4. On note de très faibles différences entre champs expérimentaux et numériques : l'écoulement n'est pas affecté par le fluide embarqué dans les turbines.

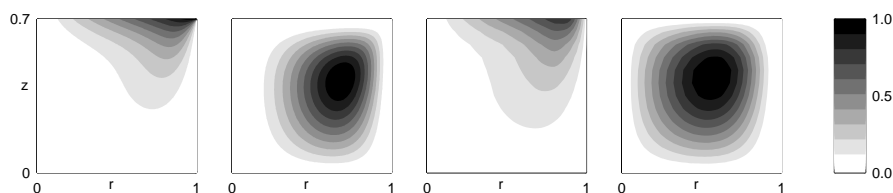


FIG. 4 – De gauche à droite : simulation dans un cylindre de rapport d'aspect $H/R = 1.4$ [4] à $Re = 120$. Demi cylindre d'axe vertical, turbine en haut. Premier graphique : V_θ . Deuxième graphique : fonction de courant. Troisième et quatrième graphiques : les mêmes quantités mesurées par LDV dans notre expérience.

Lorsqu'on augmente le nombre de Reynolds, la puissance dissipée devient plus importante pour le sens ($-$). On note également que pour $Re > 10^4$, le K_p correspondant a atteint une valeur de saturation, comme on s'y attend dans un régime de turbulence développée [3].

Les étoiles noires correspondent à la valeur moyenne des K_p obtenus pour les états b_1 et b_2 . On retrouve le fait que ces états n'existent pour $\theta = 0$ qu'à partir de $Re \simeq 9000$: pour une même valeur du paramètre de contrôle, en fonction de l'histoire du système, on a coexistence de deux régimes ($*$ et \circ) pour l'écoulement moyen et la puissance dans l'état (b) est 4 fois plus importante que dans l'état (s). Ces deux régimes sont pleinement turbulents comme nous allons le montrer.

Pour ce faire, nous avons étudié l'évolution des fluctuations de vitesse en un point de l'écoulement situé dans la couche de cisaillement en fonction du nombre de Reynolds (Fig. 5).

L'état est (s), et nous nous plaçons en $\theta = 0$. La solution de base stationnaire axisymétrique se déstabilise au profit d'un mode azimuthal $m = 2$ stationnaire pour $Re > 150$. Puis la dépendance temporelle apparaît de manière critique, avec un exposant $1/4$ au delà de $Re = 330$. On a ensuite saturation vers $Re = 1000$, l'écoulement devenant alors turbulent.

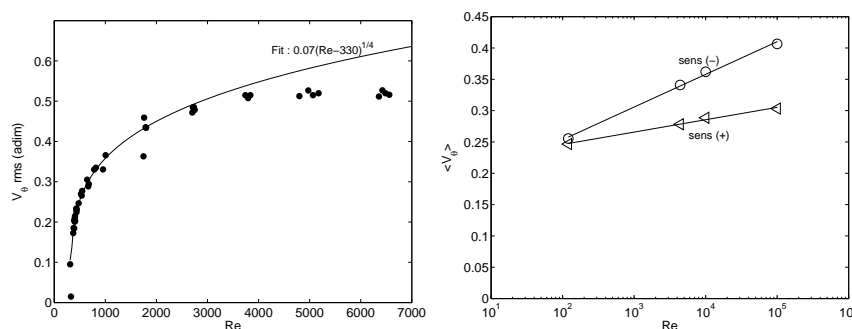


FIG. 5 – Mesures de vitesse par LDV, en $\theta = 0$, en régime (s). A gauche, déviation standard de la vitesse azimuthale mesurée en un point de la couche de cisaillement proche de la paroi ($r = 0.9$) en fonction de Re . Fit non-linéaire en $(Re - Re_c)^{1/4}$ calculé sur les données jusqu'à $Re = 1000$. A droite, valeur moyenne du champ de vitesse fonction du logarithme de Re et fits non linéaires en $a \times \ln(Re) + b$ pour les deux sens de rotation possibles.

Si au moment où on observe la coexistence de deux états turbulents différents ($Re > 10^4$) le caractère turbulent de l'écoulement est pleinement développé, la partie moyenne du champ de vitesse évolue elle aussi avec le nombre de Reynolds. Nous avons tracé sur la droite de la figure 5 l'évolution des moyennes du champ de vitesse pour 4 nombres de Reynolds ($Re = 120, 4000, 10^4$ et 10^5). On remarque que l'efficacité de l'entraînement croît linéairement avec le logarithme de Re . Les différences entre le champ de vitesse moyen susceptible de bifurquer (sens (-)) et l'autre résident dans une plus forte vitesse moyenne, et également dans une plus grande proportion d'écoulement toroidal par rapport à l'écoulement poloidal : le profil moyen de rotation est beaucoup plus fort et concentré vers la paroi dans le cas susceptible de bifurquer, et ce changement qualitatif et quantitatif dépend fortement de Re . Ceci va dans le sens des conclusions de [1] évoquant l'équivalence des solutions bifurquées et d'écoulements corotatifs en référentiel tournant.

5 Début de caractérisation des états bifurqués à haut Re .

Dans le cas des écoulements de von Kármán corotatifs et à un disque [5], des mesures locales de fluctuations de pression montrent des comportements périodiques. Nos mesures globales de couples révèlent elles-aussi des composantes périodiques marquées dans les états bifurqués (Fig. 6). Partant de $\theta = 1$, l'état (b_1) conserve une fréquence globale d'environ $0.3f$ jusqu'en $\theta = 0$, puis cette fréquence tend vers zéro pour $\theta \simeq 0.25$. L'état (b_1) perd alors sa stabilité au profit de l'état (b_2). On note également que les deux moteurs sont très fortement corrélés dans l'état bifurqué et que le moteur qui l'emporte est en avance de $0.33f^{-1}$ (soit environ $1/10$ de la période) sur l'autre.

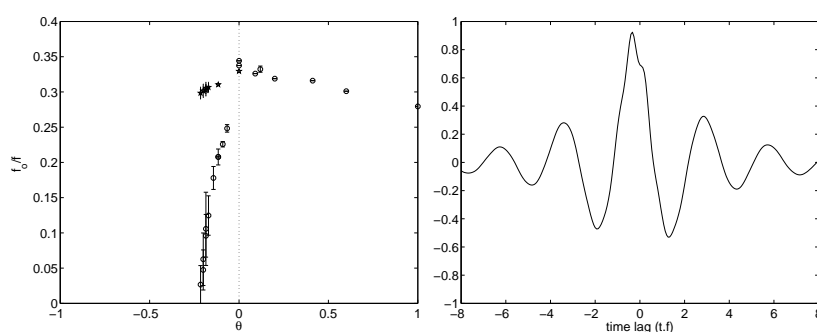


FIG. 6 – A gauche, fréquence adimensionnelle mesurée sur les signaux de couple fonction de θ . \circ : état (b_2). $*$: état (b_1). A droite, fonction d’intercorrélacion des couples sur les deux turbines, en $\theta = 0$, dans l’état b_1 . $Re > 10^5$.

6 Conclusions

Le phénomène de la bifurcation globale dans l’écoulement de von Kármán entraîné inertielllement n’existe pas à faible nombre de Reynolds, et l’hystérésis apparaît dans un régime de turbulence pleinement développée.

L’étude des champs de vitesse moyens, et la comparaison entre différentes turbines à différents Re ne nous a pas permis de discriminer si ce phénomène est induit par les fluctuations turbulentes —rôle multiplicatif [6]?— ou s’il est dû au champ de vitesse moyen —le bruit venant s’ajouter dessus.

L’étude des états bifurqués fait penser à des transitions entre cycles limites à fréquence nulle pour (b_1) vers (b_2). La transition entre (s) et (b) présente un caractère statistique avec une probabilité de temps d’attentes avant bifurcation en exponentielle [1], nous faisant penser à celle des évènements intenses liés à une instabilité de la couche de cisaillement [2], nous souhaitons maintenant caractériser les structures cohérentes de la couche de cisaillement.

Références

- [1] F. Ravelet, L. Marié, A. Chiffaudel, and F. Daviaud. Multistability and memory effect in a highly turbulent flow : Experimental evidence for a global bifurcation. *Phys. Rev. Letters*, 93 :164501, 2004.
- [2] O. Cadot, S. Douady, and Y. Couder. Characterization of the low-pressure filaments in a three-dimensional turbulent shear flow. *Phys. Fluids*, 7 :630–646, 1995.
- [3] M. Lesieur. *Turbulence in Fluids*. Kluwer academic publishers, second revised edition edition, 1990.
- [4] C. Nore, L. Tuckerman, O. Daube, and S. Xine. The 1 :2 mode interaction in exactly counter-rotating von kármán swirling flow. *J. Fluid Mech.*, 477 :51–88, 2003.
- [5] L. Marié. *Transport de moment cinétique et de champ magnétique par un écoulement tourbillonnaire turbulent : influence de la rotation*. PhD thesis, Université Paris VII, 2003.
- [6] K. Mallick and P. Marcq. Stability analysis of a noise-induced hopf bifurcation. *Eur. Phys. J. B*, 36 :119–128, 2003.