

Bistabilité hydrodynamique engendrant deux branches dynamos dans l'expérience VKS

Sophie Miralles¹, Nicolas Plihon¹, Jean-François Pinton¹, Philippe Odier¹, Mickaël Bourgoïn¹, Gautier Verhille¹, Johann Hérault², François Pétrélis², Christophe Gissinger², Stéphane Fauve², Bérengère Dubrulle³, Sébastien Aumaître³ & François Daviaud³

¹ Laboratoire de Physique, Ens Lyon, UMR 5672, 46 Allée d'Italie 69364 Lyon cedex 7

² Laboratoire de Physique Statistique, Ens Paris, UMR 8550, 24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05

³ Systèmes Physiques Hors Équilibre, hYdrodynamique, éNergie et compleXite, CNRS 2464 CEA, Saclay

sophie.miralles@ens-lyon.fr

Résumé. Dans l'expérience von Kármán Sodium (VKS), la géométrie de l'écoulement turbulent de sodium liquide a été modifiée en remplaçant une des deux turbines par une hélice. Un champ magnétique auto-entretenu a été observé au dessus d'un certain seuil pour un forçage symétrique. Lorsque le forçage est asymétrique, aucun régime dynamique pour le champ magnétique n'a été observé mais dans une certaine gamme de paramètres, l'écoulement devient bistable. Cette bistabilité engendre deux branches dynamos stationnaires possédant des géométries semblables mais des seuils et des amplitudes bien distincts.

1 Introduction et dispositif expérimental

Le champ magnétique de la plupart des corps astrophysiques est auto-entretenu par effet dynamo. Cette conversion d'énergie mécanique en énergie magnétique a été intensivement étudié théoriquement et numériquement pour comprendre les différents mécanismes de génération de champ magnétique à partir d'écoulements de fluides conducteurs. Le rôle de la turbulence dans ces écoulements pose encore de nombreuses questions.

Depuis 2006, les conditions sont réunies pour observer l'effet dynamo dans l'expérience VKS (von Kármán Sodium) située à Cadarache [1]. Il s'agit d'un écoulement turbulent de sodium liquide entraîné par la contra rotation de deux turbines identiques en fer doux (constituées d'un disque muni de 8 pales courbes) dans une cuve cylindrique. L'influence des conditions aux limites ferromagnétique ne sera pas discuté ici. L'écoulement moyen résultant est composé de deux cellules azimutales tournant en sens opposés et se rejoignant dans le plan médian en un lieu de fort cisaillement. L'éjection du fluide sur les côtés par les pales engendrent une recirculation poloïdale se traduisant par un pompage axial (cet écoulement est du type s_2t_2 selon la classification établie par Dudley et James [2]). Au delà d'une certaine fréquence de rotation des deux turbines ($F_1 = F_2 > F_c$), l'instabilité dynamo se déclenche et un champ magnétique croît et s'auto-entretient.

Une série d'études avec des expériences en eau [3, 4] a montré que l'écoulement de von Kármán était sujet à des bifurcations lorsque le forçage est asymétrique ($F_1 \neq F_2$). L'asymétrie est caractérisée par le paramètre adimensionné $\theta = \frac{F_2 - F_1}{F_2 + F_1}$, $\theta = 0$ représentant le régime contrarotatif symétrique et $\theta = \pm 1$ représentant la rotation d'une seule turbine, l'autre étant à l'arrêt. Plus θ est grand et plus la couche de cisaillement est translatée vers le disque le plus lent jusqu'à ce que l'écoulement bifurque et ne présente plus qu'une seule cellule azimutale et une seule cellule poloïdale (type s_1t_1). En fonction de la géométrie des turbines, l'écoulement peut présenter une multistabilité pour les grandes valeurs de θ . Pour la géométrie des disques de VKS, il n'y a pas de multistabilité et la transition 2 cellules/1 cellule a lieu pour $\theta = 0.16$. Malgré le fait qu'aucune mesure globale de l'écoulement n'ait montré cette bifurcation dans VKS, de grands changements sur le champ magnétiques ont été rapportés [5] pour $\theta \in [0.16; 0.2]$ comme des inversions de polarité, des oscillations ou des bursts par exemple.

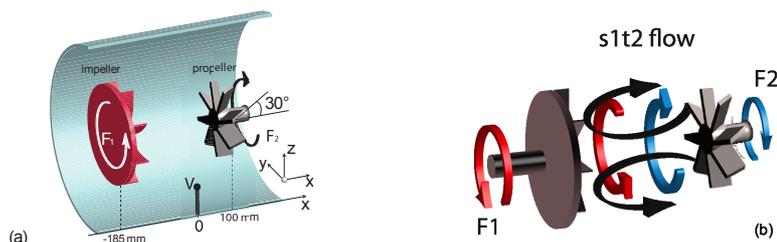


Figure 1. (a) Schéma de la configuration modifiée de l'expérience VKS. Sur le coté gauche de la cuve la turbine en fer doux, à droite, l'hélice en acier inox. (b) schéma de l'écoulement moyen : 2 cellules azimutales (rouge et bleue) et la cellule de recirculation poloïdale (noir).

Récemment, l'écoulement de base de l'expérience VKS a été modifié en remplaçant l'une des 2 turbines en fer par une hélice en acier inox (voir figure 1(a)). L'hélice est dessinée pour produire un écoulement azimutal ainsi qu'un écoulement poloïdal qui pousse le fluide le long de l'axe de la cuve. L'écoulement résultant est du type s_1t_2 (voir figure 1(b)) et n'a jamais été étudié dans VKS.

En contrarotation exacte ($F_1 = F_2 > 18$ Hz), un champ dynamo stationnaire se développe.

Dans les prochaines sections, nous verrons l'influence d'un forçage asymétrique ($F_2 > F_1$) sur un tel écoulement ainsi que les conséquences sur le champ magnétique.

Soulignons que le champ magnétique qui se développe est stationnaire quelque soit la valeur de θ . Aucun régime dynamique n'a été observé dans cette configuration.

Nous allons étudier l'évolution de quantités hydrodynamique (section 2) et magnétique (section 3) en fixant la valeur de la fréquence de rotation du disque F_1 entre 11 et 15 Hz tout en faisant évoluer la fréquence de rotation de l'hélice F_2 entre 13 et 44 Hz.

2 Bistabilité de l'écoulement

L'évolution du couple total Γ_{tot} pour un forçage asymétrique, avec $F_1 = 13$ Hz constant est tracée sur la figure 2(a). En augmentant progressivement la fréquence de rotation de l'hélice F_2 de 13 à 43 Hz, Γ_{tot} croît de manière monotone et atteint un plateau autour de $F_2 = 40$ Hz. Pour $F_2 = 43$ Hz, le couple total varie brutalement de $700 \text{ N} \cdot \text{m}$ à $550 \text{ N} \cdot \text{m}$. En diminuant F_2 , cette valeur reste approximativement constante jusqu'à $F_2 = 34$ Hz où Γ_{tot} croît soudainement jusqu'à $580 \text{ N} \cdot \text{m}$, valeur obtenue précédemment pour les mêmes paramètres de contrôle. On observe alors que le couple total peut évoluer sur deux branches, l'une de fort couple (branche H) et l'autre de couple plus faible (branche L). Cette bistabilité est visible pour F_1 allant de 11 à 15 Hz. La bifurcation se produit lorsque les couples du disque et de l'hélice sont égaux comme le montre la figure 2(b) représentant les couples normalisés en fonction du paramètre d'asymétrie. Pour toutes les valeurs de F_1 , les courbes se superposent et la bifurcation a lieu pour $\theta = 0.54$ ($H \rightarrow L$) et pour $\theta = 0.43$ ($L \rightarrow H$).

Cette bifurcation de l'écoulement est également visible sur des mesures locales de vitesse effectuées avec des sondes de potentiel [6] à l'intérieur de la cuve dans le plan médian. La figure 3(a) montre l'évolution de la moyenne et de la déviation standard de la vitesse axiale et azimutale pour $F_1 = 13$ Hz. Jusqu'à $F_2 = 30$ Hz, la vitesse moyenne azimutale est positive ; ce signe correspond au sens de rotation (antihoraire) du disque. Plus la fréquence de rotation de l'hélice devient élevée, plus $\langle V_\theta \rangle$ diminue, passe par zéro et change de signe. Lorsque $\langle V_\theta \rangle = 0$, la situation correspond à une couche de cisaillement localisée dans le plan médian ; puis lorsque le forçage devient de plus en plus asymétrique, $\langle V_\theta \rangle$ prend le signe correspondant au sens de rotation de l'hélice. Ces évolutions s'interprètent comme un déplacement de la couche de cisaillement vers le disque, qui tourne plus lentement. Pour $F_2 = 43$ Hz, un saut est observée sur les valeurs moyennes et sur les déviations standards des deux composantes de vitesse. On identifie alors les deux branches H et L correspondant aux deux états possibles de l'écoulement, comme

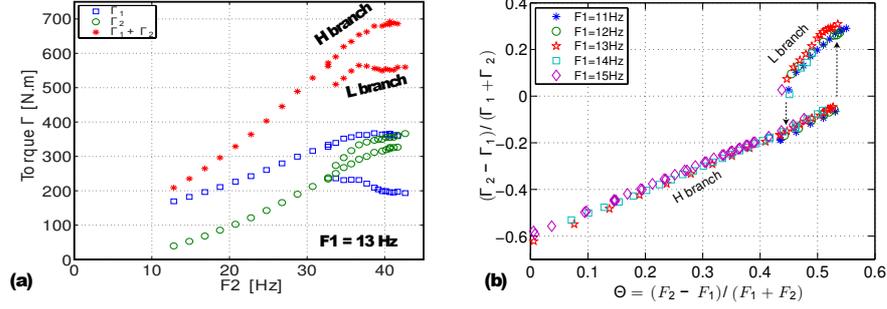


Figure 2. (a) Evolution du couple du disque Γ_1 , de l'hélice Γ_2 et du couple total $\Gamma_1 + \Gamma_2$ en fonction de F_2 à $F_1 = 13$ Hz fixé. Lors de la bifurcation, Γ_1 varie de ~ 50 % alors que Γ_2 reste \sim constant. (b) Évolution de la différence de couple normalisée $\Gamma_n = (\Gamma_2 - \Gamma_1)/(\Gamma_1 + \Gamma_2)$ en fonction du paramètre d'asymétrie θ pour plusieurs valeurs de F_1 . La bifurcation a lieu à $\theta = 0.54$ (branche $H \rightarrow L$) et à $\theta = 0.43$ (branche $L \rightarrow H$)

pour les mesures de couples. Sur la branche L , les vitesses moyennes mesurées correspondent avec un bon accord à celles mesurées lorsque le disque est maintenu à l'arrêt ($F_1 = 0$) et que l'hélice est en rotation. L'écoulement possède alors les symétries d'un écoulement $s_1 t_1$ avec une seule cellule azimuthale et une seule cellule de recirculation poloïdale (cf. figure 3(b)).

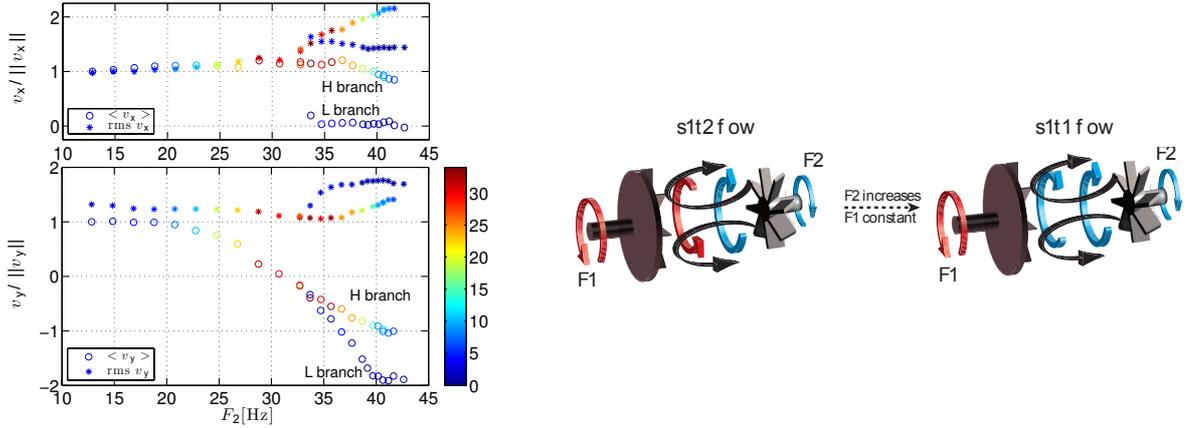


Figure 3. (a) Évolution de la vitesse moyenne (o) et déviation standard (*) axiale (en haut) et azimuthale (en bas) en fonction de F_2 mesurées avec une sonde de potentiel plongée dans le sodium. (b) Transition de l'écoulement lorsque le forçage devient très asymétrique. L'écoulement bifurqué présente une seule cellule de recirculation poloïdale et une seule cellule azimuthale. Le disque ne participe plus ou peu à la rotation du fluide et la couche de cisaillement n'est plus localisée entre les deux turbines.

L'écoulement moyen et les fluctuations étant très différents entre les deux branches, on peut s'attendre à ce que la dynamo en soit grandement affectée. C'est l'objet de la section suivante.

3 Bifurcation du champ magnétique

Pour $F_1 = 11$ et 12 Hz et $F_2 \in [13; 44]$ Hz, un champ magnétique de moins de 10 G est mesuré, le seuil de l'instabilité dynamo n'est pas franchi. En revanche, pour $F_1 \in [13; 15]$ Hz, l'amplitude du champ magnétique dépend de la valeur de F_2 et peut atteindre 30 à 60 G. L'évolution de l'amplitude moyenne du champ magnétique mesurée en un point est représenté sur la figure 4 (a) pour $F_1 = 13$ Hz. Lorsque F_2 augmente de 13 à 34 Hz, $\langle B \rangle$ augmente puis diminue continument pour F_2 de 34 à 43 Hz. A cette valeur-ci, on observe une diminution soudaine du champ. L'amplitude reste faible lorsque F_2 diminue de 43 à 34 Hz où le champ gagne brutalement un ordre de grandeur ($6 \rightarrow 30$ G). On retrouve le comportement cyclique où le champ magnétique peut évoluer sur deux branches, l'une de grande amplitude (H) et l'autre de faible amplitude (L), déjà décrit pour les grandeurs hydrodynamiques.

Pour chacune des valeurs de F_1 étudiées, le champ magnétique présente une bifurcation de la branche H vers la branche L à $\theta = 0.54$ et une autre pour $\theta = 0.43$ où le champ retrouve la branche H . Les valeurs du paramètre θ pour lesquelles la bifurcation du champ magnétique se produit sont les mêmes que celles observées dans le paragraphe précédent concernant la bistabilité hydrodynamique.

L'encadré dans la figure 4 en échelle semilog montre que l'amplitude du champ magnétique sur la branche L augmente pour les différentes valeurs de F_1 . Le point de fréquence la plus élevée accessible expérimentalement est $F_1 = 15$ Hz et le champ moyen $\langle B \rangle$ possède une amplitude de plus de 15 G. Il s'agit donc d'une branche dynamo. L'évolution de l'amplitude moyenne du champ montre que le seuil de l'instabilité dynamo est dépassé pour $F_1 > 13$ Hz (et que $\langle B \rangle$ est très faible pour $F_1 < 13$ Hz ; voir figure 5). La branche L est donc une branche dynamo stationnaire engendrée par un écoulement possédant les symétries $s_1 t_1$ et dont le seuil est différent de la dynamo observée sur la branche H .

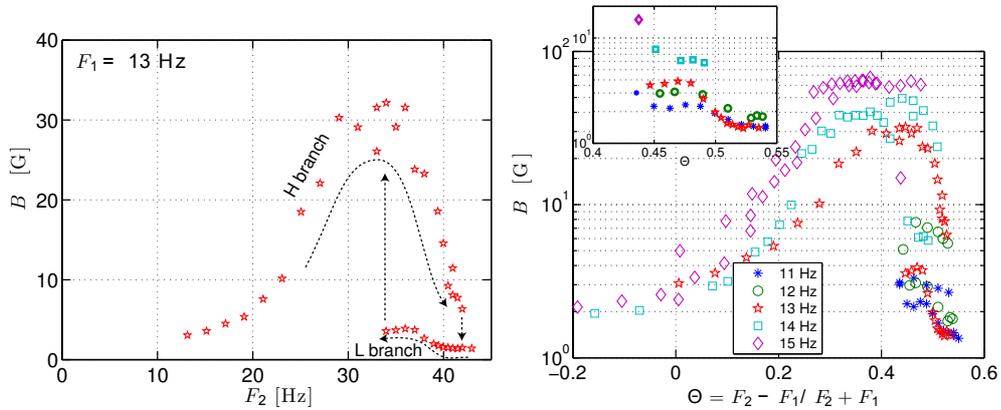


Figure 4. (a) Évolution du champ magnétique moyen en fonction de F_2 pour $F_1 = 13$ Hz fixée. Bifurcation ($H \rightarrow L$) à $\theta = 0.54$ et ($L \rightarrow H$) à $\theta = 0.43$. (b) même chose pour plusieurs F_1 en échelle semilog. En inset : zoom sur la branche L , l'amplitude du champ augmente avec F_1 .

Les discontinuités de couples et de champ magnétique se produisent pour des valeurs θ fixées et ce, quelque soit la fréquence F_1 . Entre $\theta = 0.43$ et $\theta = 0.54$, les grandeurs hydrodynamiques et l'énergie magnétique peuvent prendre deux valeurs différentes. Ces grandeurs sont liées dans le problème dynamo par les équations de Navier-Stokes d'une part et par l'équation d'induction d'autre part. Nous posons maintenant la question du lien entre ces deux bifurcations hydrodynamiques et magnétique. Les transitions sont-elles simultanées ou bien une des deux grandeurs est-elle précurseur d'un changement sur l'autre ?

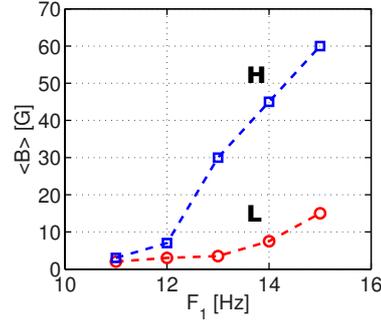


Figure 5. Evolution du champ magnétique moyen en fonction de F_1 à $\theta = 0.43$ fixé sur la branche H (\square) et sur la branche L (\circ). Les deux branches sont des dynamos présentant un seuil différent.

4 Bifurcation dynamo guidée par la bistabilité de l'écoulement

Lorsque $\theta = 0.43$, le système peut bifurquer spontanément de la branche L à la branche H . Sur la figure 6, les fréquences $F_1 = 14\text{ Hz}$ et $F_2 = 37\text{ Hz}$ sont constantes. Au bout de quelques secondes, on observe un saut sur le couple normalisé $\Gamma_n = (\Gamma_2 - \Gamma_1)/(\Gamma_2 + \Gamma_1)$ ainsi qu'une croissance exponentielle de l'énergie magnétique. Dans l'insert de la figure 6, le couple semble bifurquer légèrement avant que le champ magnétique n'évolue. En représentation logarithmique, deux temps de croissance se distinguent pour le champ magnétique, le premier étant plus court que le deuxième.

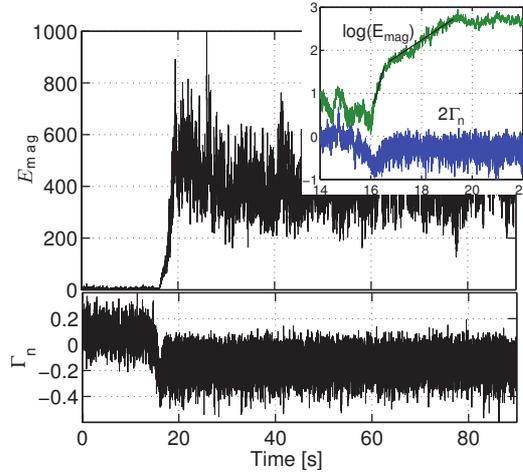


Figure 6. Trace temporelle de l'énergie magnétique et de la différence de couple normalisée à $F_1 = 14\text{ Hz}$ et $F_2 = 37\text{ Hz}$ fixe sur toute la durée de la mesure. Bifurcation spontanée du couple à 15s suivi par la croissance du champ magnétique.

Pour continuer l'analyse, la figure 7(a) représente l'évolution dans l'espace des phases de l'énergie magnétique par rapport au couple pour la bifurcation de la branche L vers la branche H et sur la figure 7(b) pour la transition H vers L .

Pour les deux bifurcations, le couple évolue à énergie magnétique constante puis dans un second temps, l'énergie magnétique évolue à couple constant.

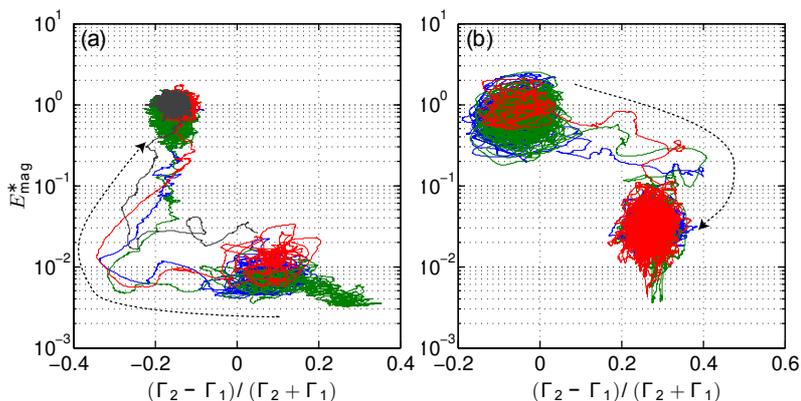


Figure 7. Energie magnétique en fonction du couple normalisé Γ_n pour les bifurcations $L \rightarrow H$ à $\theta = 0.43$ et $H \rightarrow L$ à $\theta = 0.54$. Le couple opère une transition à E_{mag} constante avant que l'énergie magnétique n'évolue à son tour.

5 Conclusion

Nous rapportons ici l'observation d'une bistabilité hydrodynamique apparaissant pour des forçages non symétriques ($F_2 > F_1$) et donnant lieu à une transition du champ magnétique. Les deux branches dynamos distinctes possèdent un mode magnétique similaire, des amplitudes très différentes et un seuil différent.

Références

1. R. MONCHAUX *et al.*, Generation of a Magnetic Field by Dynamo Action in a Turbulent Flow of Liquid Sodium, *Phys. Review Letters*, **98**, 044502 (2007).
2. M. L. DUDLEY & R. W. JAMES, Time Dependant kinematic dynamos with stationary flows, *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, **425**, 407–429 (1989).
3. F. RAVELET *et al.*, Multistability and memory effect in a highly turbulent flow : Experimental evidence for a global bifurcation, *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 164501 (2004).
4. J. BURGUETE *et al.*, Hysteresis and vortices dynamics in a turbulent flow, *Int. J. Bif. Chaos*, **19**, 2695–2703 (2009).
5. M. BERHANU *et al.*, Bistability between a stationary and a oscillatory dynamo in a turbulent flow of liquid sodium, *J. Fluid Mech.*, **641**, 217–226 (2009).
6. V. NOSKOV *et al.*, Dynamics of a turbulent spin-down flow inside a torus, *Phys. Fluids*, **21**, 045108 (2009).