

Etude d'une dynamo expérimentale Bullard-Von Kármán

N. Plihon¹, R. Volk¹, M. Bourgoin², & J.-F. Pinton¹

¹ Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure de Lyon, CNRS UMR5672
46, Allée d'Italie, 69007 Lyon

² Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels, CNRS UMR5519, BP53, 38041 Grenoble
nicolas.plihon@ens-lyon.fr

Résumé. Reprenant l'idée originale de Bullard [1], nous présentons un dynamo expérimentale turbulente semi-homogène. Une partie du cycle dynamo est basée sur l'induction dans un écoulement Von Karman fortement turbulent en gallium liquide. L'autre partie du processus est réalisée par circulation de courant dans des bobines extérieures. En fonction de la topologie retenue, la bifurcation à travers une régime d'intermittence on/off possède des caractéristiques particulières. Les caractéristiques à basse fréquence des fluctuations turbulentes associées permettent l'observation de deux dynamos distinctes : un régime homopolaire et une dynamo bipolaire présentant des renversements.

Abstract. Inspired by a design originally proposed by Bullard [1], we report a semi-homogeneous experimental arrangement which generates a turbulent fluid dynamo in the laboratory. Part of the dynamo cycle is based on turbulent induction mechanisms in a von Kármán gallium flow. The other part of the cycle is realized by external wirings. The bifurcation is studied for the two topologies studied. Two states are observed depending on the low frequency component of the turbulent fluctuations : an homopolar dynamo and and bipolar dynamo exhibiting reversals.

1 Introduction

L'effet dynamo est considéré être à l'origine du champ magnétique des planètes et des étoiles [2]. Le processus de création d'un champ magnétique est basé sur la conversion d'une partie de l'énergie cinétique d'un liquide conducteur de l'électricité en énergie magnétique. Larmor a le premier envisagé la possibilité d'une instabilité non-linéaire au delà d'un seuil - lorsque les phénomènes d'induction dans le liquide dépassent la dissipation Joule. La complexité des dynamos réelles provient du caractère fortement turbulent du mouvement du fluide conducteur (dans le cas de la Terre, le mouvement du fer liquide dans le noyau) et de la diversité des échelles spatiales et temporelles en jeu. Face aux limites actuelles de la simulation, le recours aux expériences a connu des avancées majeures ces dernières années. Depuis une dizaine d'années, plusieurs expériences de dynamos fluides ont vu le jour. Les expériences de Riga [3] et Karlsruhe [4] ont mis en évidence expérimentalement la possibilité de dynamos fluides dans des écoulements fortement contraints (et assez peu turbulents) avec des conditions électriques homogènes. L'expérience VKS (Von Karman Sodium) a très récemment mis en évidence l'existence d'instabilités dynamos dans un écoulement non contraint et fortement turbulent, avec des conditions électriques homogènes [5,6]. Nous proposons l'étude du cas limite opposé aux expériences décrites précédemment en sodium liquide : l'écoulement est fortement turbulent et peu contraints, mais la circulation des courants est partiellement imposée.

Une description simplifiée d'un cycle dynamo est basée sur une série de processus d'inductions, qui, à partir d'un champ B_0 , génère un champ induit B_1 , qui à son tour génère un champ B_2 ... pour obtenir un renforcement de B_0 par la contribution d'ordre n . Nous proposons ici une expérience qui permet de mettre en évidence les caractéristiques de la bifurcation de l'instabilité dynamo en isolant certains ingrédients d'induction.

2 Présentation du dispositif expérimental

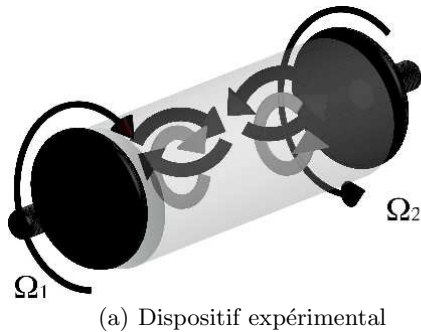
2.1 L'expérience Von Karman Gallium

Le dispositif expérimental est représenté en figure 1. Une colonne de gallium liquide est mise en mouvement grâce à deux turbines dans un cylindre en inox. Le rayon du cylindre est $R = 97$ mm, sa longueur est 323 mm ; les turbines ont un diamètre de 165 mm et possèdent chacune 8 pales droites de 10 mm de hauteur et sont espacées de $H = 203$ mm. La mise en mouvement du fluide est assurée par deux moteurs asynchrones de 11 kW régulés en vitesse. Dans cette étude, les deux turbines tournent en sens contraire avec les mêmes vitesses de rotation, dans la gamme $\Omega \in [0, 20]Hz$. La température est maintenue autour de $40^\circ C$ par circulation d'eau derrière les turbines. Les propriétés mécaniques et électromagnétiques du gallium sont rappelées dans le tableau de la figure 1. Les écoulements ainsi générés sont caractérisés par des nombres de Reynolds cinétiques intégraux — $Re \sim 2\pi R^2 \Omega / \nu$ — de l'ordre de 10^6 . A ces écoulements sont associés des nombres de Reynolds magnétiques intégraux — $Rm \sim 2\pi R^2 \Omega / \lambda$ — pouvant atteindre 5.

Les caractéristiques principales de l'écoulement réalisé sont schématisées sur la figure 1 et peuvent être resumées ainsi :

- Présence de deux cellules symétriques de part et d'autre du plan médian.
- Pompage centrifuge par chacune des turbines : l'éjection radiale du fluide provoque un pompage vers le centre des turbines et une recirculation vers le plan médian aux parois.
- Zone de fort cisaillement au centre du cylindre : les deux turbines tendent à imposer des vitesses toroïdales en sens inverse.

Les mesures d'induction magnétiques sont assurées par des sondes à effet Hall. Les signaux sont numérisés à 1kHz avec une résolution de 23 bits sur une carte d'acquisition National Instrument PXI-4472.



Propriétés physiques du gallium liquide	
Densité	$\rho = 6,09 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$
Conductivité électrique	$\sigma = 3,68 \times 10^6 \text{ ohm}^{-1} \text{ m}^{-1}$
Diffusivité magnétique	$\lambda = 1/\mu_0 \sigma = 0,22 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$
Viscosité cinématique	$\nu = 3,1 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$

Fig.1. Dispositif expérimental et propriétés du gallium liquide

2.2 Le bouclage Bullard Von Karman axial

Les nombres de Reynolds magnétique atteints dans ce dispositif expérimental ne permettent d'observer d'effet dynamo homogène. Nous avons ainsi mis en place un système inspiré de la dynamo solide proposée par E. Bullard [1]. Lorsque un champ magnétique axial B_{0z} est imposé par circulation de courant dans des bobines extérieures, la rotation différentielle du gallium induit un champ toroïdal B_θ : cet effet est dénommé 'effet omega' [7]. L'équation d'induction

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times (\mathbf{B} + \mathbf{B}_0)) + \lambda \Delta \mathbf{B} \quad (1)$$

dans le régime quasi-statique dans les conditions d'études donne

$$B_{0z} \frac{\partial u_\theta}{\partial z} + \lambda \Delta B_\theta \sim 0 \quad (2)$$

La moyenne temporelle du champ toroïdal s'écrit $kR_m B_{0z}$ (k est un paramètre géométrique de l'ordre de 0,1). La nature turbulente du champ de vitesse induit des fluctuations temporelle de B_θ dont la déviation standard est de l'ordre de sa moyenne.

La conversion poloïdal-toroïdal est obtenue en utilisant un signal proportionnel à B_θ pour alimenter les bobines de champ axial ($B_{0z} = GB_\theta$). Le schéma de rétroaction est donné en figure 2(a). Lorsque le $GkR_m = 1$, le système se destabilise. Si le principe de rétroaction est similaire à celui dessiné par Bullard, il contient néanmoins une partie fortement turbulente.

2.3 Le bouclage Bullard Von Karman transverse

Une seconde possibilité de bouclage est schématisée en figure 2(b). Deux bobines assurent la génération d'un champ transverse. Dans le plan médian de l'écoulement, deux processus permettent l'induction d'une composante axiale du champ magnétique [7] :

1. l'effet dit Parker qui fait intervenir l'hélicité de l'écoulement (rotation différentielle et pompage centrifuge)
2. un effet de reconnexion magnétique associée à la présence d'un champ induit perpendiculaire au champ appliqué dans chacune des cellules.

Un bouclage similaire au montage précédent permet l'obtention d'une dynamo semi-homogène.

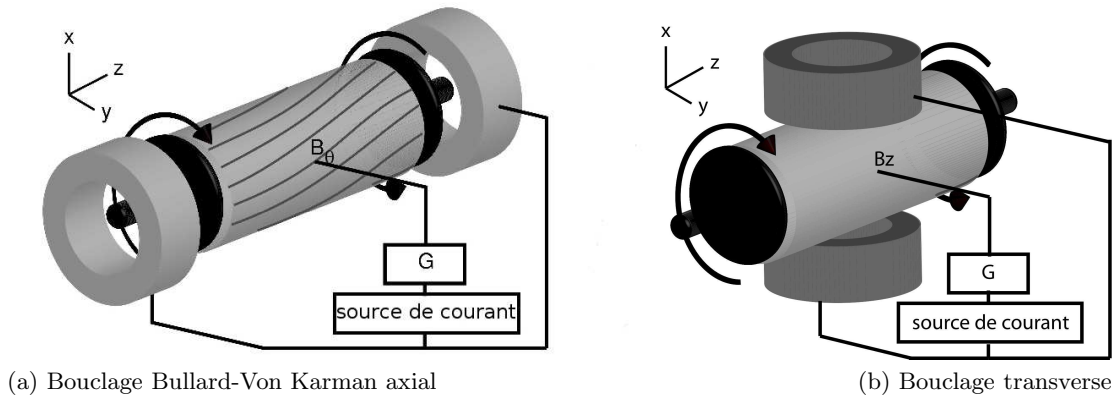


Fig.2. Bouclages Bullard-Von Karman étudiés.

3 Dynamique du bouclage axial

3.1 Aspects généraux

La figure 3 présente l'évolution temporelle du champ magnétique axial (mesuré dans le plan médian à $r = 5$ cm) pour quatre vitesses de rotations. Le gain de la boucle est fixé de telle sorte que la vitesse de rotation critique ($kR_m \Omega_c = 1$) soit $\Omega_c \approx 8,3 Hz$. Le courant circulant dans les bobines est limité à $\pm 6 A$ (par écrêtage), ce qui conduit à un champ de saturation de 30 G.

Lorsque la colonne de gallium est au repos, le champ magnétique (corrige du champ terrestre) est nul. Ceci reste vrai pour de faibles vitesses de rotation. Des bouffées intermittentes de plus en plus fréquentes

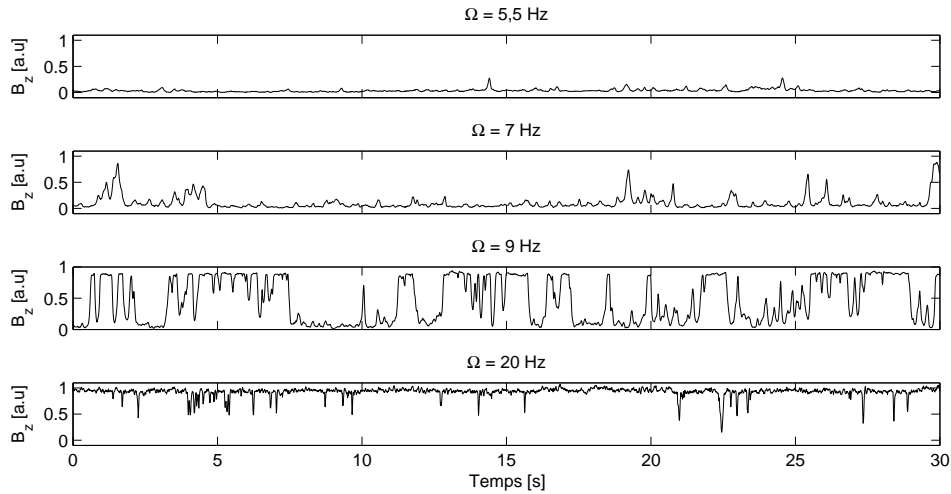
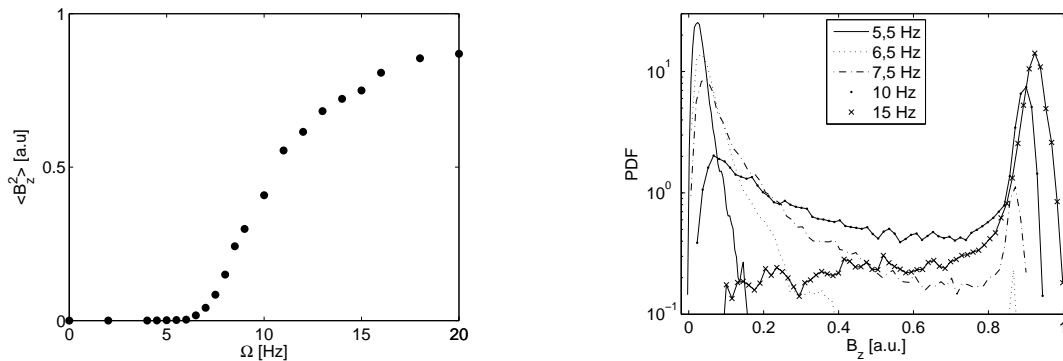


Fig.3. Evolution temporelle du champ B_z en fonction de la vitesse de rotation — bouclage axial.

apparaissent ensuite lorsque la vitesse est augmentée : le champ magnétique croît spontanément. Pour de fortes vitesses de rotations, le système est en régime saturé avec existence d'excursions importantes. Pour les fortes vitesses de rotation, lorsque le gain de la boucle est fortement augmenté, les excursions disparaissent et le système n'explore plus que le régime saturé. Les bouffées intermittentes et les excursions sont liées au caractère fortement turbulent de l'écoulement. Malgré l'existence de la symétrie $\mathbf{B} \rightarrow -\mathbf{B}$ pour un champ de vitesse inchangé dans l'équation de l'induction, le système bouclé est homopolaire (le sens privilégié de développement du champ magnétique semble prendre naissance du champ terrestre). Notons que la symétrie $\mathbf{B} \rightarrow -\mathbf{B}$ est retrouvée dans la dynamique du système lorsque celui-ci est bouclé sur un signal de la forme $\langle B_\theta \rangle + gb_\theta$ lorsque $g > 1,2$ ($\langle B_\theta \rangle$ représente la moyenne temporelle du champ toroïdal et b_θ est sa partie fluctuante) [8].

3.2 Bifurcation et caractérisation de l'intermittence on/off



(a) Diagramme de bifurcations $\langle B_z^2 \rangle = f(\Omega)$ (b) Pdf du champ B_z en fonction de la vitesse de rotation

Fig.4. Bifurcation de la dynamo Bullard - Von Karman axiale

La figure 4 représente la variance de la composante B_z du champ magnétique en fonction de la vitesse de rotation. Pour les vitesses de rotation inférieures à 5,5 Hz, la valeur du champ est nul. Elle augmente

brutalement pour les vitesses de rotation supérieures. Cette augmentation diminue fortement lorsque le système explore son état saturé la majeure partie du temps. Ce système expérimental est particulièrement bien adapté pour étudier le régime linéaire de l'instabilité - lorsque le champ est rarement saturé. Il est ainsi intéressant de caractériser les caractéristiques de l'intermittence on/off proche du seuil d'instabilité. Schématiquement, le système possède deux états possibles : champ nul et $+B_{sat}$. L'intermittence on/off est observée pour des vitesses de rotation comprises entre 5,5 Hz et 10 Hz (proche du seuil prédit d'instabilité à 8,3 Hz). Au delà de 10 Hz, le système explore majoritairement le régime saturé $+B_{sat}$. L'évolution des fonctions de distributions de la composante B_z en fonction de la vitesse de rotation est donnée en figure 4. La transition entre le régime intermittent et le régime saturé est clairement observée : la valeur la plus probable du champ est zéro pour les faibles vitesses de rotation et $+B_{sat}$ au delà de 10 Hz.

4 Dynamique du bouclage transverse

4.1 Aspects généraux

La dynamique temporelle du système bouclé en champ transverse est représentée en figure 5, avec un gain de boucle assurant une vitesse critique $\Omega_c \approx 8,3 Hz$. Le champ magnétique axial est mesuré à $r = 8$ cm sur un rayon perpendiculaire aux lignes de champ créées par les bobines statiques. Le système présente toujours un caractère intermittent on/off à proximité de la bifurcation. Cependant la dynamique diffère assez fortement du cas précédent : (i) le système explore désormais trois états ($-B_{sat}$, 0, $+B_{sat}$), (ii) le système passe en moyenne autant de temps dans l'état $-B_{sat}$ que dans l'état $+B_{sat}$, (iii) la zone de comportement linéaire est fortement réduite (dès l'apparition des bursts, ceux-ci sont saturés), (iv) il n'existe plus de régime saturé (même à très fort gain de boucle des renversements chaotiques du champ magnétique sont observés).

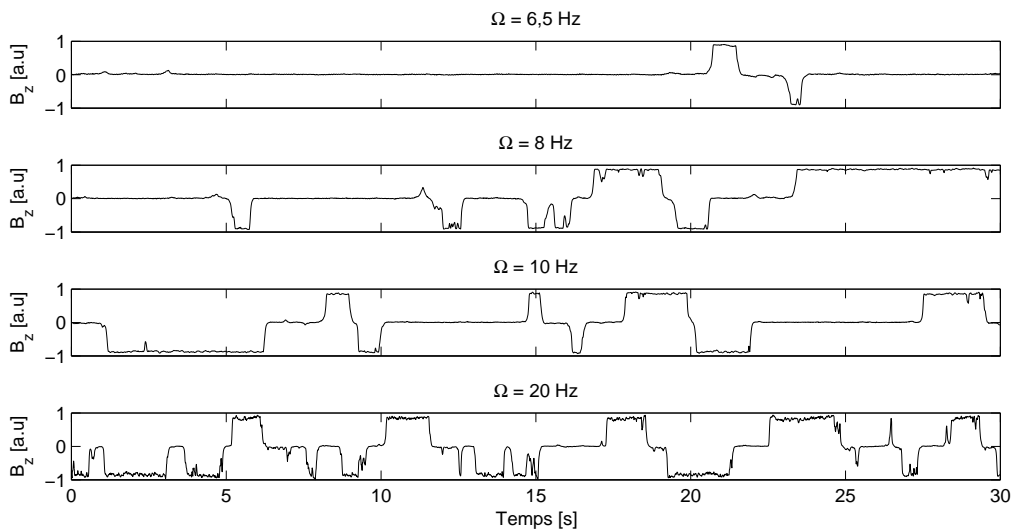


Fig.5. Evolution temporelle du champ B_z en fonction de la vitesse de rotation — bouclage transverse.

4.2 Bifurcation et caractérisation de l'intermittence on/off

Le diagramme de bifurcation est présenté en figure 6(a). Deux zones sont clairement identifiées : (i) pour les vitesses de rotation inférieures à 6 Hz, le champ est nul, (ii) pour les vitesses de rotation supérieures à 8 Hz, le champ est majoritairement saturé. Ceci est aussi observé sur les pdfs (figure 6(b)) : les valeurs maximales sont atteintes autour de $-B_{sat}$ et $+B_{sat}$. La zone de linéarité est fortement réduite par rapport au cas axial présenté précédemment ; une discussion est proposée dans la section suivante.

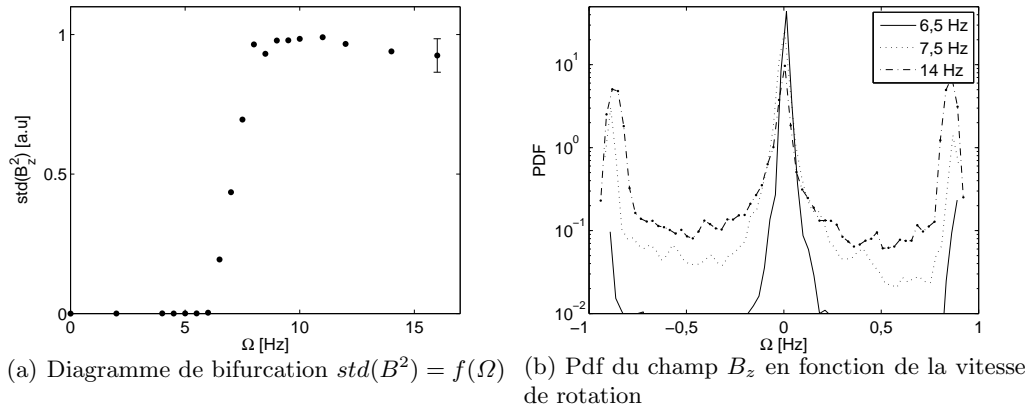


Fig.6. Bifurcation de la dynamo Bullard - Von Karman transverse

5 Conclusion

Une dynamo partiellement homogène et contenant une partie fortement turbulente a été mise en place. En fonction du bouclage réalisé, deux types de dynamos turbulentes ont été observées : une dynamo homopolaire et une dynamo bipolaire. Ces états dynamos présentent un fort caractère turbulent : des régimes d'intermittence on/off, des excursions et des retournements du champ ont été observés. Les caractéristiques de l'intermittence on/off de l'une et l'autre de ces dynamos varient fortement. L'analyse des spectres d'induction obtenus en champ appliqué axial ou transverse [7] montre que le contenu basse fréquence en champ appliqué transverse est plus important que celui obtenu en champ appliqué axial. Or il a été montré que le contenu basse fréquence du bruit multiplicatif est le paramètre qui contrôle la dynamique de l'intermittence on/off [9] : les bouffées intermittentes n'étant présentes que lorsque le contenu spectral à basse fréquence est suffisamment important. Ce résultat est en accord avec une analyse quantitative des mesures présentées.

Références

1. E. C. BULLARD, The stability of a homopolar dynamo, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **51**, 744 (1955).
2. J. LARMOR, How could a rotating body such as the Sun become a magnet? *Rep. Brit. Assoc. Adv. Sci.*, **159** (1919).
3. A. GAILITIS *et al.*, Detection of a flow induced magnetic field eigenmode in the Riga dynamo facility, *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 4365 (2000).
4. R. STIEGLITZ & U. MÜLLER, Experimental demonstration of a homogeneous two-scale dynamo, *Phys. Fluids*, **13**, 561 (2001).
5. R. MONCHAUX *et al.*, Generation of magnetic field by dynamo action in a turbulent flow of liquid sodium, *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 044502 (2007).
6. M. BERHANU *et al.*, Magnetic field reversals in an experimental turbulent dynamo, *Europhys. Lett.* à paraître (2007)
7. R. VOLK *et al.*, Fluctuation of magnetic induction in von Kármán swirling flows *Phys. Fluids*, **18**, 085105 (2006).
8. M. BOURGOIN *et al.*, An experimental Bullard-von Karman dynamo, *New J. Phys.*, **8**, 329 (2006).
9. S. AUMAITRE, F. PÉTRÉLIS & K. MALLICK, Low frequency noise controls on-off intermittency of bifurcating systems, *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 064101 (2005).