

Vélocimétrie dans les liquides conducteurs: Sonde à distorsion magnétique

S. MIRALLES^a, G. VERHILLE^{a,b}, N. PLIHON^a, J-F. PINTON^a

a. Laboratoire de Physique UMR 5672, Ecole Normale Supérieure de Lyon, 46 Allée d'Italie,
69364 LYON Cedex 07

b. Institut de Recherche des Phénomènes Hors Equilibre (IRPHE), Technopôle de Château-Gombert
49, rue F. Joliot Curie, B.P. 146, 13384 Marseille Cedex 13

Résumé :

Nous proposons un nouveau type de sonde pour la mesure de vitesse dans les métaux liquides. Son principe repose sur la mesure du champ magnétique induit par un écoulement de fluide conducteur au voisinage d'un champ magnétique localisé. La méthode utilisée permet de mesurer à la fois la moyenne et les fluctuations. Celle-ci a été testée dans un écoulement de conduite en gallinstan liquide et dans un écoulement turbulent de gallium liquide, dit de Von Kármán, dans lequel le fluide est mis en mouvement par la contrarotation de deux disques dans un cylindre. Une excellente corrélation a été observée avec les signaux d'une sonde à différence de potentiel prise comme référence.

Abstract :

We propose a novel probe capable of velocity measurements in liquid metals. Its principle is based on the measurement of the induced magnetic by the flow of a conducting fluid in the vicinity of a localized magnetic field. The proposed method allows ones to probe both the continuous part and fluctuations of the velocity; the temporal and spatial resolution being linked to the actual geometric configuration of the probe. The probe has been tested in a gallinstan pipe flow and in a fully turbulent flow of liquid gallium generated by the counter rotation of two coaxial impellers in a cylinder. The signals have been compared to a reference potential probe and show very good agreement.

Mots clefs : MHD ; Turbulence ; Vélocimétrie

1 Introduction et principe

1.1 Introduction

Les techniques de mesure de vitesse dans les liquides sont pour la plupart adaptées à des écoulements en eau (méthodes optiques, fils chauds). Les conditions et les contraintes de mise en oeuvre de ces techniques standard ont été discutées par divers auteurs (voir par exemple [1]) mais les caractéristiques des métaux liquides (opacité, conductivité thermique élevée...) sont souvent limitantes. Plusieurs alternatives ont été étudiées comme les sondes à différence de potentiel ([2], [3]), la tomographie à rayons X ou la vélocimétrie Doppler ultrasonore ([4]). Des contraintes de compatibilité chimique ou d'étanchéité peuvent exister pour les sondes à différence de potentiel car les électrodes doivent être directement en contact avec le fluide. La mise en place des mesures à rayons X ou Doppler ultrasonore est souvent difficile et contraignante bien que la mesure ait l'avantage d'être non intrusive et non locale. Nous proposons une technique permettant des mesures sans contact direct avec le fluide, sans pièces mobiles et relativement facile à mettre en oeuvre.

1.2 Principe de fonctionnement

Nous proposons un nouveau type de vélocimètre basé sur la mesure du champ magnétique induit par le mouvement d'un fluide au voisinage d'un champ localisé.

Le principe de fonctionnement de la sonde à distorsion magnétique est le suivant : des capteurs magnétiques (mesurant dans la direction x) sont disposés autour d'un aimant permanent produisant un champ B_0 dans la direction z (voir Fig.1 pour la géométrie). Le dispositif, protégé du fluide par un tube en inox, est plongé dans l'écoulement de fluide conducteur. Celui-ci, en présence du champ localisé B_0 , induit un champ magnétique, mesuré par les capteurs. La valeur du champ magnétique induit étant directement proportionnelle au champ de vitesse dans la direction de mesure du capteur, la moyenne ainsi que les fluctuations de la vitesse sont accessibles avec cette méthode.

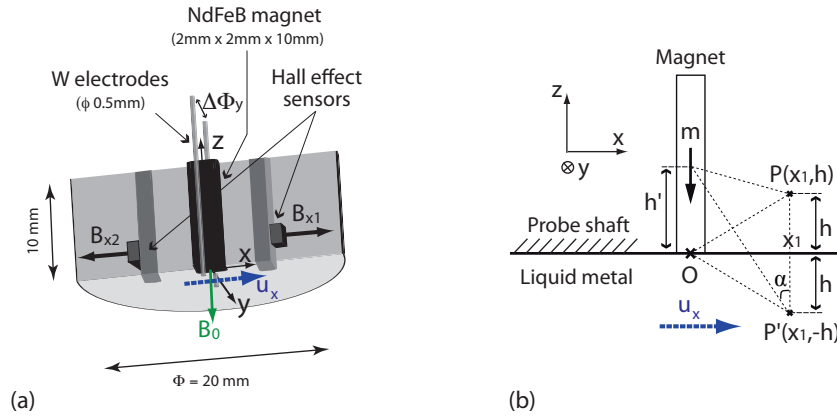


FIGURE 1 – (a) Schéma du principe de la double sonde (différence de potentiel et mesure de champ induit). L'aimant produit un champ B_0 qui est déformé dans la direction x par la vitesse u_x , le capteur magnétique mesure un champ $B_{x1} = B_0 + b_x$. Pour la sonde à différence de potentiel (ddp), on récupère la ddp $\Delta\Phi_y$ entre les deux électrodes est égale à l'intégrale de $u_x \wedge B_0$. (b) Géométrie utilisée pour le calcul analytique du champ induit.

L'équation d'induction pour un nombre de Reynolds magnétique effectif faible, c'est à dire lorsque le champ induit est faible face au champ imposé localement $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{b}$ où $\mathbf{b} \ll \mathbf{B}_0$ (\mathbf{B}_0 est ici le champ de l'aimant et \mathbf{b} le champ induit) s'écrit :

$$\frac{d\mathbf{b}}{dt} = (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla)\mathbf{u} - (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{B}_0 + \lambda\Delta\mathbf{b} \quad (1)$$

où $\lambda = \frac{1}{\mu\sigma}$ est la diffusivité magnétique.

Dans les écoulements que nous étudions, l'échelle de variation de la vitesse est beaucoup plus grande que l'échelle de variation du champ imposé localement par l'aimant. L'équation d'induction se réduit alors à deux termes (considérant le champ en régime permanent) :

$$(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{B}_0 = \lambda\Delta\mathbf{b} \quad (2)$$

La mesure du champ induit conduit donc à la mesure de la vitesse. L'expression analytique du champ dans le cas d'un écoulement semi-infini, unidirectionnel et homogène dans lequel on plonge un dipôle magnétique est la suivante et a été calculée par Thess et al dans [5] (cf Fig.1 pour la géométrie).

$$b_x = \frac{\mu_0^2 \sigma m u_x}{16\pi x_1^2} \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) (4 + 3 \cos \alpha + \cos^2 \alpha) \quad (3)$$

où σ est la conductivité électrique du milieu ($\sigma_{Gallinstan} = 3.56 \cdot 10^6$ S.m), m est le moment magnétique de l'aimant ($m = 28$ mA.m⁻² dans notre cas pour l'aimant parallélépipédique), u_x est la vitesse de

l'écoulement (typiquement qq cm/s dans la boucle de Gallinstan et qq m/s dans le Von Kármán gallium), x_1 et $\alpha = \arctan(\frac{x_1}{h+h'})$ sont définis sur la figure 1.

Le principe de la sonde consiste en la mesure du champ induit b_x . Pour plus de précision, les signaux de vitesse sont obtenus en soustrayant la contribution de deux capteurs placés de part et d'autres de l'aimant et mesurant la meme composante du champ. Le premier capteur mesure une petite composante du champ initial de l'aimant ainsi que le champ déformé b_x : $Bx_1 = B_0 + b_x$. Le second capteur mesure lui aussi la composante B_0 ainsi que l'opposé du champ induit : $Bx_2 = B_0 - b_x$. La présence du terme B_0 nécessite de soustraire à toute mesure le signal enregistré sans écoulement. Cette opération permet de s'affranchir du champ initial de l'aimant et donc d'avoir un meilleur rapport signal sur bruit, ainsi que d'un éventuel offset dues aux variations de température.

Dans le but de valider le principe de fonctionnement de la sonde, nous avons réalisé un dispositif permettant de mesurer la vitesse du fluide en un point par deux méthodes différentes : un sonde à différence de potentiel et la nouvelle sonde à tester, les deux systèmes de mesure étant imbriqués l'un dans l'autre. La sonde à différence de potentiel (ddp) mesure la ddp entre deux électrodes plongées dans le fluide conducteur créée par l'interaction entre la vitesse et un champ magnétique local ([3]) $\Delta\Phi_y = \int u_x B_0 dy$ (voir [2] pour les détails de la réalisation). Pour la sonde à distorsion magnétique, nous disposons des capteurs à effet Hall (sensibilité 50 mT) autour d'un aimant permanent parallélépipédique (2x2x10 mm pour 0.2 T). Le tout est enfermé dans un tube en inox, lui-même plongé dans le fluide. Pour cette double sonde, le même aimant permanent est utilisé pour les deux systèmes de mesure (cf Fig.1). Le bruit inhérent à ces capteurs à effet Hall est évalué à quelques mV pour un gain de 45 mV/G. Nous avons testé et validé le fonctionnement de cette nouvelle sonde dans deux types d'écoulement.

2 Caractérisation d'écoulements

2.1 Calibration dans une conduite

Nous avons testé la sonde dans un boucle de Gallinstan (eutectique Gallium, Zinc, Etain) située à l'Institut de Mécanique des Milieux Continus (ICMM) à Perm en Russie avec l'équipe de Peter Frick.

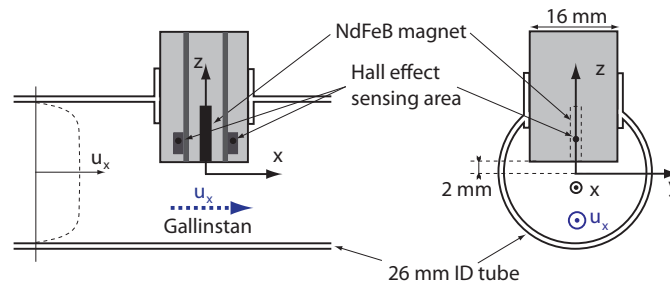


FIGURE 2 – Insertion de la sonde dans la conduite de gallinstan.

L'écoulement est contrôlé par une pompe électromagnétique, sa vitesse est liée à la valeur du courant que nous imposons dans la pompe. Le taux de fluctuations de l'écoulement reste faible. Nous comparons ici la mesure du champ induit enregistré par la sonde avec la mesure du débit de Gallinstan réalisée dans la boucle. L'expérience a consisté à effectuer une rampe montante et descendante de courant et donc de vitesse dans la conduite. On observe que les deux courbes (Fig.3 (a)) ont la même allure.

Ces mesures ont permis de vérifier que le champ induit est bien linéaire avec la vitesse du fluide. Dans ces expériences, deux capteurs à effet Hall disposés symétriquement par rapport à l'aimant ont été utilisés. La différence des signaux des deux capteurs permet de s'affranchir du champ initial B_0 de l'aimant comme expliqué précédemment.

Le coefficient de calibration calculé à partir de cette expérience (la pente de la figure 3 (b) donne 0.8 G/m.s⁻¹) est compatible avec l'estimation théorique (formule 3 donnant 1.5 G/m.s⁻¹). Le léger écart dans le coefficient de calibration entre théorie et expérience dû d'une part à la présence d'une couche limite sous la sonde qui n'est pas prise en compte dans le calcul du champ induit (h et h' seraient sous-estimés), et d'autre part à la modélisation dipolaire du champ de l'aimant qui à reconsidérer à

faible distance.

Cette série d'expérience a permis de vérifier que la sonde était valide pour la mesure d'un écoulement moyen lorsqu'il est de l'ordre de quelques dizaines de cm/s.

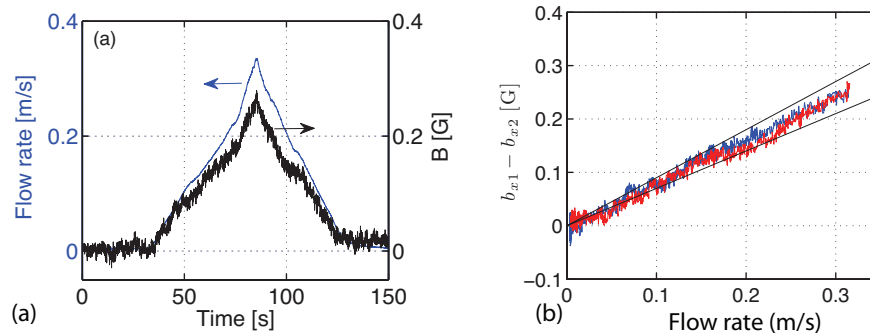


FIGURE 3 – (a) Comparaison du signal de la sonde avec celui d'un débit-mètre placé en amont dans l'écoulement. (b) champ magnétique induit mesuré en fonction du signal du débit-mètre. La courbe est linéaire avec une pente inférieure de 0.7 G/m.s^{-1} et une pente supérieure de 0.9 G/m.s^{-1}

2.2 Écoulement en turbulence pleinement développée

La sonde a également été testée dans un écoulement de Von Kármán en Gallium situé au laboratoire de physique de l'ENS de Lyon dans le but de vérifier son fonctionnement dans un environnement très turbulent et de caractériser son comportement dynamique.

L'expérience de Von Karman est constituée d'un cylindre de longueur $L = 293 \text{ mm}$ et de rayon $R = 97 \text{ mm}$ rempli de gallium entraîné par deux turbines (disques de rayon $r = 83 \text{ mm}$ munis de 8 pales droites) coaxiales qui tournent en sens contraire (contrarotation).

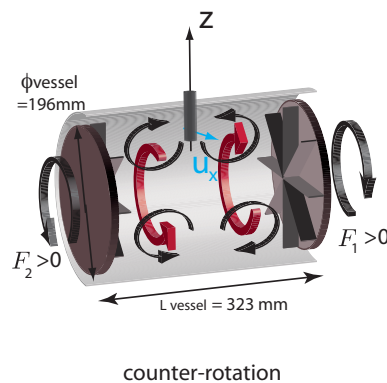


FIGURE 4 – Configuration de l'écoulement de Von Karman Gallium. Régime de Contrarotation. Les deux disques tournent en sens opposés, les fluctuations sont importantes dans la couche de cisaillement dans le plan médian et la moyenne est nulle à cet endroit.

L'écoulement moyen (décrit sur la figure 4) se compose de deux cellules contrarotatives toroïdales (produisant une couche de fort cisaillement dans le plan médian) et de deux cellules de recirculation poloidales (pompage au centre de chaque disque et éjection radiale). La vitesse toroïdale dans le plan médian a une moyenne nulle mais les fluctuations sont très importantes. Typiquement la fréquence de rotation des disques est de 10 Hz , ce qui donne une vitesse caractéristique de quelques m/s dans l'écoulement.

La sonde est insérée dans la cuve cylindrique dans le plan médian (zone de forte turbulence où la

vitesse moyenne azimutale est nulle) comme on peut le voir sur la figure 4.

Sur la figure 5 est illustrée une partie du signal temporel de la sonde comparé à celui de la sonde à différence de potentiel. Les signaux temporels montrent un bon accord des mesures à la fois sur la moyenne et sur les fluctuations. Le tracé de la fonction de corrélation entre les deux sondes confirme cette tendance. La figure 5 présente un maximum à 0.8, ce qui est excellent. Il est à noter également que les temps de corrélation des deux sondes sont semblables. Ces résultats confirment que la sonde à distorsion magnétique mesure des vitesses dans un écoulement turbulent. Nous allons pousser plus en détails les résultats en s'attardant sur les fluctuations et surtout sur les spectres et cohérences spectrales qui donnent la réponse dynamique de la sonde.

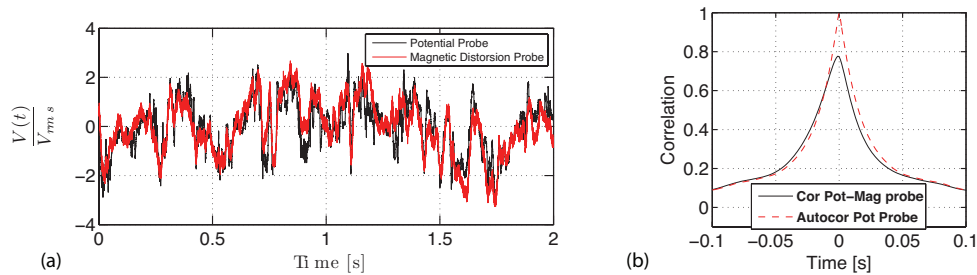


FIGURE 5 – (a) Signaux temporels des deux sondes normalisés par la déviation standard. Régime contrarotatif. (b) Corrélation sonde de potentiel/ sonde magnétique.

2.2.1 Déviation standard

Nous présentons ici (Fig 6) les déviations standard normalisées des signaux des deux sondes en fonction de la fréquence de rotation F des disques. Les fluctuations sont proportionnelles à la fréquence F comme attendu. Les deux sondes, à distorsion magnétique et à différence de potentiel, présentent la même pente, ce qui confirme la pertinence de la mesure des fluctuations par la sonde à distorsion magnétique.

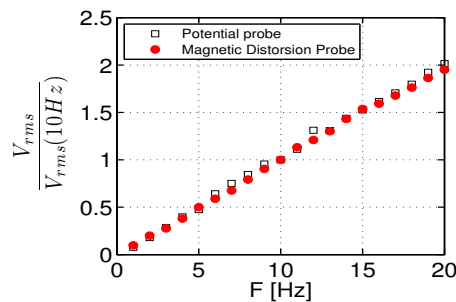


FIGURE 6 – Déviation standard des deux sondes en fonction de la fréquence de rotation normalisées par la déviation standard à 10 Hz.

2.2.2 Spectres et cohérences spectrales

Les spectres de puissance des deux sondes (Fig. 7 (a)) montrent une différence de comportement entre les deux sondes. La sonde à différence de potentiel (en rouge) a une dynamique de 65 dB une pente en $-5/3$ caractéristique de l'écoulement turbulent jusqu'à une fréquence de coupure de quelques centaines de Hz due à la distance entre les électrodes.

Le spectre de la nouvelle sonde possède une dynamique basse fréquence un peu plus faible (40 dB) dont la valeur dépend du capteur magnétique utilisé. On observe également une pente en $-5/3$ jusqu'à

environ 3 fois la fréquence de rotation F , cette fréquence de coupure correspondant à la distance entre les deux capteurs à effet Hall. Au delà, jusqu'à $20 F$, le spectre présente une pente en $-11/3$, caractéristique de l'induction. A ces fréquences-là, le champ local de l'aimant n'a pas le temps d'être déformé par le champ de vitesse qui a des variations trop rapides.

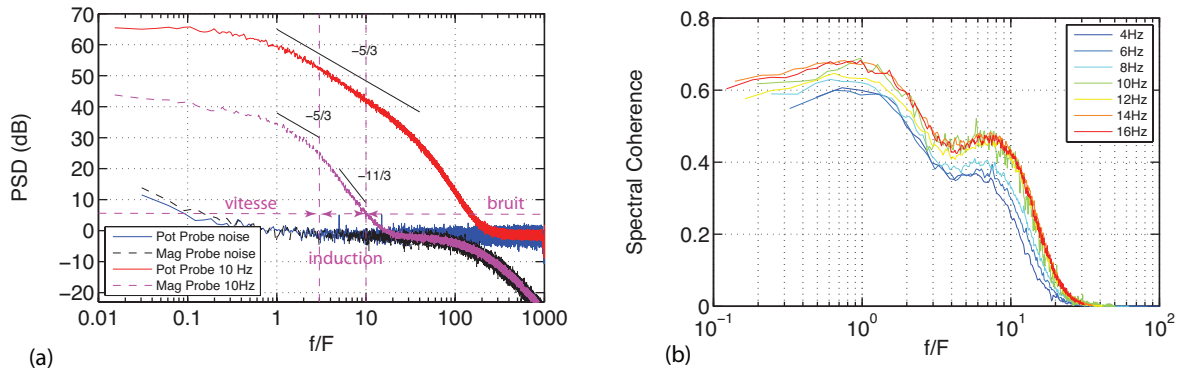


FIGURE 7 – (a) Spectre de puissance des deux sondes pour $F = 10$ Hz. (b) Cohérence spectrale de la sonde à distorsion magnétique pour différentes fréquences de rotation des disques.

La cohérence spectrale calcule la corrélation entre les spectres de puissance. Elle possède une forme identique quelque soit la valeur de la fréquence de rotation des disques F (Fig. 7 (b)). Les courbes sont relativement constantes jusqu'à 3 fois la valeur de F avec un maximum à 0.65, ce qui est cohérent avec un maximum de corrélation à 0.8. Pour la partie du graphe de $f \in [3F; 10F]$, la cohérence tombe à 0.4, ce qui correspond à la contribution de l'induction turbulente due aux gradients de vitesse. Au delà de $10 F$, la cohérence tombe à 0 car c'est la zone correspondant au bruit du capteur magnétique sur la PSD.

3 Conclusion

Pour conclure, la nouvelle sonde de vitesse en métaux liquides présentée ici caractérise les évolutions locales d'écoulement moyen en conduite ou en écoulement turbulent. La mesure des fluctuations turbulentes est aussi valable pour les grandes échelles. L'avantage majeur de cette technique de mesure étant de n'avoir aucune partie mobile ni aucune partie sensible à immerger dans le fluide. Le principe de la sonde est validé pour les mesures de vitesse moyennes et fluctuations turbulence à basses fréquences. Pour des fréquences plus élevées, la contribution de l'induction par les gradients de vitesse devient prépondérante puis le signal tombe dans le bruit. Celui-ci étant lié au choix du capteur, la réponse dynamique de la sonde pourrait être améliorée avec un meilleur capteur magnétique. La fréquence de coupure liée à la géométrie du champ et à la taille de la sonde pourrait aussi être optimisées pour obtenir une gamme de fréquences plus large pour la mesure de vitesse.

Références

- [1] Eckert, S., Cramer, A., Gerberth, G. 2007 Velocity measurement techniques for Liquid Metal Flows *Magnetohydrodynamics* 275-294
- [2] Noskov, V., Stepanov, R., Denisov, S., Frick, P., Verhille, G., Plihon, N., Pinton, J.F. 2009 Dynamics of a turbulent spin-down flow inside a torus *Physics of fluids* **21**
- [3] Ricou, R., Vives, C. 1982 Local velocity and temperature measurements in molten metals using an incorporated probe *Int.J. Heat Mass Transfer* **25** pp. 1579.
- [4] Takeda, Y. 1995 Velocity profile measurement by ultrasonic Doppler method *Experimental Thermal and Fluid Science* **10** 444-453
- [5] Thess, A., Votyakov, E., Knaepen, B., Zikanov, O. 2007 Theory of the Lorentz force flowmeter *New Journal of Physics* **9** 299