



**HAL**  
open science

# Comportement statique et dynamique d'une suspension de haut-parleur à joint de ferrofluide

Marcos Pinho

► **To cite this version:**

Marcos Pinho. Comportement statique et dynamique d'une suspension de haut-parleur à joint de ferrofluide. Acoustique [physics.class-ph]. Université du Maine, 2011. Français. NNT: . tel-00567226v1

**HAL Id: tel-00567226**

**<https://theses.hal.science/tel-00567226v1>**

Submitted on 18 Feb 2011 (v1), last revised 6 Apr 2011 (v2)

**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.

*Académie de Nantes*

ÉCOLE DOCTORALE DE L'UNIVERSITÉ DU MAINE

LE MANS, FRANCE

THÈSE DE DOCTORAT

*Spécialité : ACOUSTIQUE*

présentée par

**Marcos PINHO**

pour obtenir le titre de Docteur d'Université

---

**Comportement statique et dynamique d'une suspension de  
haut-parleur à joint de ferrofluide**

---

soutenue le 25 janvier 2011 devant le jury composé de

<b>P. HERZOG</b>	Directeur de Recherches, LMA, Marseille,	Rapporteur
<b>G. BOSSIS</b>	Directeur de Recherches, LPMC, Nice,	Rapporteur
<b>G. GUYADER</b>	Docteur, Technocentre Renault, Guyancourt,	Examineur
<b>N. DAUCHEZ</b>	Professeur, SUPMECA, Paris	Co-directeur
<b>J.M. GENEVAUX</b>	Professeur, LAUM, Le Mans	Co-directeur
<b>B. BROUARD</b>	Maître de Conférences, LAUM, Le Mans	Co-directeur



# Remerciements

Ces trois années auront été une très enrichissante étape de ma vie, du point de vue scientifique, culturel et humain, partagée avec de nombreuses personnes que je souhaite grandement remercier.

Tout d'abord, je remercie tout particulièrement mes encadrants Nicolas Dauchez, Jean-Michel Géneaux et Bruno Brouard, qui m'ont fait confiance pendant ces trois années pour mener à bien cette étude. Je suis très reconnaissant de leur accompagnement constant dans ce travail et de leurs encouragements qu'ils m'ont toujours accordés. En particulier, merci à Nicolas pour ses remarques toujours pertinentes et pour ses conseils avisés, merci à Jean-Michel pour sa grande motivation quotidienne et merci à Bruno pour les discussions toujours enrichissantes. Je leur suis sincèrement reconnaissant pour la qualité ainsi que pour la complémentarité de leur encadrement.

Je tiens à remercier les membres du jury, pour l'intérêt qu'ils portent à ce travail : Philippe Herzog et Georges Bossis qui ont accepté d'être rapporteurs et Gaël Guyader pour avoir accepté d'être membre du jury.

Un grand merci à Nicolas Dauchez et Guy Lemarquand pour m'avoir donné l'accès à cette thèse, je remercie également la région des Pays de la Loire qui a financé cette thèse. Merci à Yves Aurégan, directeur du Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine, pour m'avoir accepté au sein du laboratoire.

La réalisation pratique de ce travail présentant de multiples aspects, elle a été l'occasion de collaborations nombreuses, à qui j'adresse mes sincères remerciements, en particulier :

- Lazhar Benyahia, du laboratoire de Polymères, Colloïdes, Interfaces (PCI) de l'Université du Maine pour les mesures de la viscosité des ferrofluides, sans champ magnétique et cisaillement stationnaire, et pour les discussions toujours pertinentes.
- Olga Volkova, du Laboratoire de Physique de la Matière Condensée (LPMC) de l'Université de Nice-Sophia Antipolis pour les mesures de la viscosité des ferrofluides en présence de champ magnétique et en cisaillement stationnaire.
- Le Centre de Transfert et de Technologie du Mans (CTTM), notamment Arnaud Coudreuse et Jeannine Deveau pour leur coopération à la réalisation des expériences avec les suspensions ferrofluides.
- Jean-Pierre Brancher, du Laboratoire d'Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée (LEMETA) de l'Institut national polytechnique de Lorraine, pour son intérêt au sujet de la théorie concernant le comportement des ferrofluides.

Je remercie les collègues des autres axes de recherche du projet Magic, Antonin Novak, Pierrick Lotton, Laurent Simon et Joël Gilbert, ainsi que Romain Ravaud, Guy Lemarquand et Valérie

Lemarquand, de même que Miguel Moleron et Sylvain Mezil, qui ont contribué de manière directe ou indirecte au bon déroulement de ce travail. Je tiens à remercier également M. Michel Bruneau, Bruno Gazengel et Simon Felix qui ont collaboré à la fin de cette étude en partageant un peu de leur expérience.

Durant cette étude, j'ai eu l'occasion d'effectuer des expériences sur différents aspects. Je n'aurais pu réaliser ces analyses expérimentales sans l'aide d'Eric Egon, Stéphane Lebon, Emmanuel Brasseur, Pierre-Arnould, et notamment James Blondeau, Hervé Mezière et Patrick Colas. Je remercie pour leur soutien amical et leurs conseils techniques dans la création et leur contribution dans la mise en oeuvre de tous les assemblages expérimentaux, sans lesquels ce travail n'aurait pas abouti.

Merci également Anne-Marie Brulé, France Traoré, Cora-Line Liegard, Julie Béhue et Claudine Giner secrétaires du LAUM, pour leur travail remarquable sur les aspects administratifs.

Je tiens à remercier l'École Nationale Supérieure d'Ingénieurs du Mans (Ensim) pour la mise à disposition d'équipements et pour l'infra-structure nécessaire à la bonne réalisation de ce travail. Un merci spécial à Khédidja Le Bail et Safia Vieira pour leur aide administrative précieuse et Julien Nicolas, pour ses contributions dans les montages expérimentaux.

Je remercie mes collègues de bureau au cours de ces trois années, Benoit Merit, Wemping Bi, Matthieu Guedra, Olivier Doutres, Mathias Remy, Baptiste Bergeot et Dilbag Singh pour la bonne ambiance et les discussions fructueuses que nous avons pu avoir.

A Olivier Doutres, merci pour le premier verre au Mans lors de mon premier jour en ville. Merci encore à Benoit Merit pour toutes les connaissances apportées dans ce travail, notamment dans le domaine du magnétisme. Je remercie Mathias Remy pour le prêt du haut-parleur, utilisé pour le chapitre 4. Je tiens à remercier aussi les footballeurs des vendredis soirs.

Je souhaite exprimer de grands remerciements à l'ensemble des collègues du laboratoire pour les nombreux échanges, scientifiques et humains, qui ont rythmé ces trois années dans une très bonne ambiance.

L'expérience de la thèse ne serait évidemment pas la même sans les très nombreux instants partagés entre les thésards Benoit Merit, Frédéric Ablitzer, Tony Valier-Brasier, Jean-Baptiste Doc, Miguel Moleron, Matthieu Guedra, Antonin Novak, Ygaël Renou, Sylvain Mézil, Navid Nemati, Benjamin Elie, Jacques Cuenca, Cyril Desjoux, Lamiaa Kadiri, Yousra Baccouche, Mathias Remy, ainsi que les autres membres du laboratoire tels que Aroune Duclos, Gaëlle Poignand, Andre Almeida, Najat Tahani, Christophe Ayrault et Bertrand Lihoreau, et Francis Chavanon. Merci à tous pour ces très bons moments passés ensemble.

Une pensée toute particulière pour Roberto Arruda, enseignant-chercheur de l'Université de Campinas au Brésil, qui m'a toujours encouragé dans mes projets, ainsi que Ilson da Silva pour les accueils chaleureux lors de son séjour à Paris.

Enfin, toute ma gratitude à mes parents, Isaura et Washington, ma soeur Juliana et mon frère Thiago, et toute ma famille Zulu, Denise, Patrick et Fernanda, qui m'ont soutenu tout au long de cette aventure. S'ils étaient loin au sens physique, ils étaient toujours auprès de moi dans mes pensées.

# Table des matières

Table des matières . . . . .	i
<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>1 Revue bibliographique</b>	<b>5</b>
1.1 Ferrofluide . . . . .	5
1.1.1 Caractéristiques générales . . . . .	5
1.1.2 Propriétés principales . . . . .	6
1.1.3 Applications diverses . . . . .	8
1.2 Haut-parleur . . . . .	9
1.2.1 Haut-parleur électrodynamique classique . . . . .	9
1.2.2 Haut-parleur à moteur tout aimant . . . . .	10
1.2.3 Enceinte acoustique . . . . .	13
1.3 Théorie sur l'incertitude d'une analyse expérimentale . . . . .	13
1.3.1 Incertitudes sur la pente d'une droite . . . . .	14
1.3.2 Propagation des incertitudes . . . . .	15
1.3.3 Méthode graphique des rectangles d'incertitude . . . . .	16
1.4 Cadre de l'étude . . . . .	17
<b>2 Caractérisation de la raideur radiale du joint</b>	<b>19</b>
2.1 Introduction . . . . .	19
2.2 Expérimentation . . . . .	20
2.2.1 Banc de mesure . . . . .	20
2.2.2 Capteur à jauge de déformation . . . . .	21
2.3 Résultats expérimentaux . . . . .	26
2.3.1 Amplitude de la force . . . . .	26
2.3.2 Amplitude du déplacement . . . . .	27

2.3.3	Résultats obtenus pour la raideur radiale . . . . .	30
2.3.4	Raideur en fonction du volume du joint . . . . .	30
2.3.5	Raideur en fonction de la saturation magnétique du ferrofluide . . . . .	33
2.4	Conclusion du chapitre 2 . . . . .	35
<b>3</b>	<b>Comportement du ferrofluide sous champ magnétique uniforme</b>	<b>37</b>
3.1	Introduction . . . . .	37
3.2	Contexte bibliographique . . . . .	37
3.2.1	L'amortissement visqueux . . . . .	37
3.2.2	Les effets de masse et de raideur d'un fluide . . . . .	40
3.3	Description théorique . . . . .	40
3.3.1	Partie mécanique . . . . .	41
3.3.2	Partie magnétique . . . . .	44
3.4	Description du banc de mesure . . . . .	46
3.4.1	Caractéristiques par rapport au haut-parleur . . . . .	46
3.4.2	Étalonnage . . . . .	49
3.5	Résultats . . . . .	54
3.5.1	Amortissement et la viscosité des ferrofluides . . . . .	56
3.5.2	Raideur et saturation magnétique des ferrofluides . . . . .	59
3.6	Conclusion du chapitre 3 . . . . .	61
<b>4</b>	<b>Comportement du ferrofluide sous champ magnétique non-uniforme</b>	<b>63</b>
4.1	Introduction . . . . .	63
4.2	Revue bibliographique . . . . .	63
4.3	Expérimentation . . . . .	66
4.3.1	Description . . . . .	66
4.3.2	Procédure d'exploitation des données expérimentales . . . . .	68
4.4	Modélisation . . . . .	69
4.4.1	Modèle magnétique d'un moteur tout aimant . . . . .	69
4.4.2	Modèle viscomagnétique d'un ferrofluide . . . . .	72
4.5	Résultats expérimentaux . . . . .	74
4.5.1	Raideur axiale de la suspension . . . . .	77
4.5.2	Amortissement axial de la suspension . . . . .	79

---

4.6 Conclusion du chapitre 4 . . . . .	82
<b>Conclusion générale</b>	<b>83</b>
<b>A Fluide newtonien et non-newtonien</b>	<b>87</b>
<b>B Table de la loi de Student</b>	<b>89</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>91</b>





# Introduction générale

L'enregistrement du son et sa reproduction ont animé de nombreux ingénieurs et chercheurs, donnant naissance à des inventions depuis le 19<sup>ème</sup> siècle. C'est en 1874, que Ernst Werner von Siemens dépose le brevet du premier haut-parleur à bobine mobile [1]. Dans la même décennie, Thomas Edison dépose le brevet du premier phonographe, système entièrement mécanique [2]. L'utilisation du haut-parleur s'est ensuite démocratisée avec le développement du téléphone à la fin du 19<sup>ème</sup> siècle puis celui de la radio dans les années 1920. L'architecture du haut-parleur électrodynamique actuel est issue du brevet déposé par Rice et Kellogg en 1924 [3]. Depuis, alors que de nouvelles technologies sont apparues (haut-parleur électrostatique, film PVDF), le haut-parleur électrodynamique continue à couvrir la majeure partie des besoins. Les travaux de recherche sur cette thématique visent à étendre la bande passante et à augmenter le niveau sonore. L'un des modèles les plus utilisés en basses fréquences permettant la conception optimale d'une enceinte acoustique est celui de Thiele et Small(1970) [4, 5].

L'amélioration des moyens de mesure a plus récemment permis d'identifier les non-linéarités des transducteurs [6]. Les effets non-linéaires correspondent aux principales sources de perturbation du fonctionnement d'un haut-parleur classique. Afin de réduire ces effets non-linéaires, un haut-parleur à moteur tout aimant a été proposé [7, 8]. Résultat de la réduction du fer dans sa structure et de l'existence d'un champ magnétique de niveau plus constant pour interagir avec la bobine, ce nouveau type de haut-parleur est considéré moins non-linéaire [9]. L'assemblage du moteur tout aimant crée par ailleurs des régions de fort gradient de champ magnétique permettant l'utilisation de ferrofluide comme une alternative aux suspensions viscoélastiques traditionnelles, source de non-linéarités d'origine mécanique [8].

Le travail de thèse présenté est focalisé sur l'étude expérimentale du comportement de la suspension à joints de ferrofluide de ce nouveau type de haut-parleur que nous appellerons par la suite à moteur tout aimant. Il constitue un axe de recherche du programme dénommé MAGIC (MAGnetic Ironless Concept, 2007-2011), soutenu par la Région Pays de la Loire. Ce programme s'appuie sur plusieurs équipes du Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (LAUM). Deux autres axes de recherche y sont développés :

- étude théorique du champ magnétique créé par un moteur tout aimant, objet de la thèse de doctorat de R. Ravaut soutenue en novembre 2010 [10] ;
- caractérisation des effets non-linéaires existant dans le haut-parleur, objet du post-doctorat de A. Novak en cours [11].

L'objectif du travail présenté est d'étudier les effets vibratoires d'une suspension à joint de ferro-

fluide sur le fonctionnement dynamique du haut-parleur. Les applications de cette étude sont orientées vers l'optimisation des hauts-parleurs déjà existants et le développement de nouveaux dispositifs électrodynamiques utilisant des suspensions à joints de ferrofluide. Bien qu'à finalité acoustique, ce travail multidisciplinaire fait appel aux domaines des vibrations, de la mécanique des fluides, de la rhéologie et du magnétisme.

Le ferrofluide intervient à plusieurs niveaux dans le comportement vibratoire du haut-parleur, comme l'illustre la figure 1. La partie fixe du haut-parleur correspond au moteur tout aimant, dont l'intérieur est caractérisé par un champ magnétique de niveau et gradient élevés, stationnaires et non-homogènes. Certaines propriétés des ferrofluides varient en fonction du niveau du champ, d'autres varient en fonction du gradient du champ. Sous ces conditions, les joints réalisent la liaison entre la partie fixe et la partie mobile du haut-parleur. Ils agissent sur le comportement dynamique du piston, notamment sur son guidage et ses conditions aux limites.

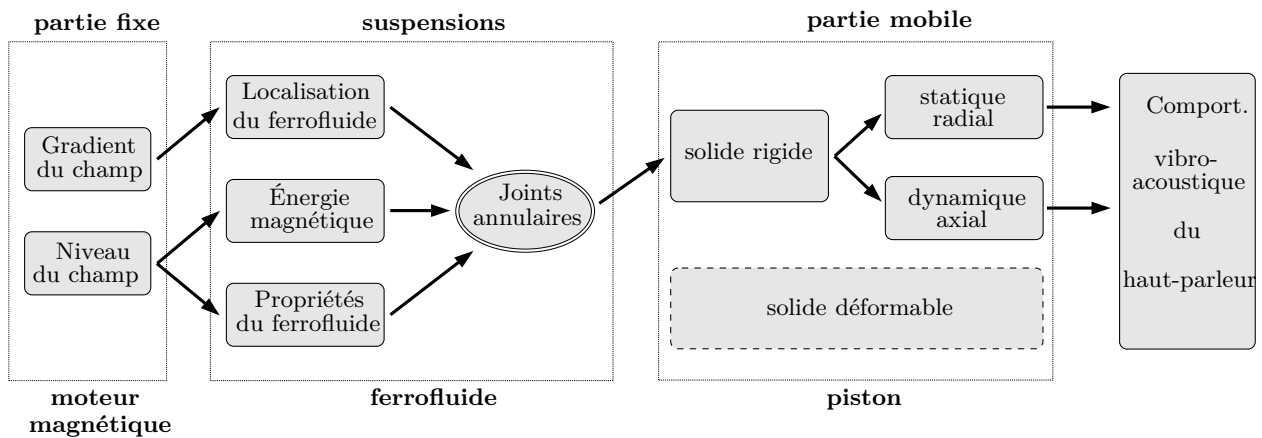


FIGURE 1 – Diagramme illustrant les effets des suspensions à joints de ferrofluide sur le rayonnement acoustique d'un haut-parleur tout aimant.

Trois axes d'investigations sont ainsi développés. Le premier porte sur la raideur radiale exercée par un joint de ferrofluide sur l'équipage mobile. Son comportement est analysé expérimentalement en fonction du volume et des propriétés magnétiques du ferrofluide. Les mesures sont réalisées en condition statique. Le deuxième axe porte sur la rhéologie des ferrofluides. Les effets du champ magnétique sur leur viscosité sont bien développés dans la littérature pour le cas d'un cisaillement stationnaire [12]. Dans ce mémoire, une extension vers le cas d'un cisaillement oscillatoire est présentée. Ce comportement est évalué expérimentalement dans le sens axial pour différents niveaux de champ magnétique, amplitudes et fréquences d'oscillation. Ces résultats serviront de base pour la compréhension des effets visqueux d'une suspension à joint de ferrofluide. Le dernier axe s'attache aux effets de chargement vibratoire d'une suspension à joint de ferrofluide sur un piston oscillant. Les effets de raideur, d'inertie et d'amortissement sont évalués expérimentalement en fonction du volume et des propriétés du ferrofluide, et de la fréquence. Les études présentées dans ce mémoire sont limitées à la condition de petits déplacements où la majorité des phénomènes peut être considérée comme linéaire.

Le mémoire s'articule ainsi. Le premier chapitre présente les concepts fondamentaux relatifs aux propriétés des ferrofluides. Une description du haut-parleur électrodynamique classique et du haut-parleur à moteur tout aimant y est ensuite effectuée, en soulignant le rôle des suspensions dans leur fonctionnement. Le deuxième chapitre porte sur l'étude de la raideur radiale statique d'un joint au sein d'un moteur tout aimant, propriété nécessaire pour le guidage de l'équipage mobile. Dans le troisième chapitre, nous présentons l'étude expérimentale sur le comportement visqueux des ferrofluides en condition de cisaillement oscillatoire et champ magnétique homogène et stationnaire. Cette étude s'élargit dans le chapitre quatre aux conditions du moteur magnétique : le chargement vibratoire d'une suspension à ferrofluide est étudié sur le mouvement oscillatoire d'un piston dans un moteur tout aimant. Finalement, la conclusion générale du document dressera un bilan des travaux réalisés et s'ouvrira sur les perspectives de recherche.



# Chapitre 1

## Revue bibliographique

Ce chapitre expose le contexte du travail de recherche. Nous présentons dans un premier temps les caractéristiques générales des ferrofluides, les différences par rapport aux autres fluides magnétiques, l'effet d'un champ magnétique sur leurs propriétés et ses applications. Une description du haut-parleur électrodynamique classique et du haut-parleur à moteur sans fer est ensuite effectuée. Le rôle du ferrofluide dans ce contexte est détaillé, ainsi que les conditions auxquelles il est soumis. Une révision sur des calculs d'incertitudes est exposée. Nous concluons en présentant les problématiques ouvertes et l'approche mise en oeuvre dans cette thèse.

### 1.1 Ferrofluide

#### 1.1.1 Caractéristiques générales

Les fluides magnétiques sont des liquides dont les propriétés physiques peuvent changer lors de l'application d'un champ magnétique. Ils sont constitués de particules magnétiques en suspension dans un liquide porteur non-magnétique (huile, eau, ...). En l'absence d'un champ magnétique, ils se comportent comme un liquide visqueux isotrope et homogène. En présence d'un champ, les particules se comportent comme de petits dipôles magnétiques. Elles s'alignent le long des lignes de champ. Le fluide devient alors polarisé [13] : il n'est plus homogène ni isotrope, et sa viscosité peut changer. De cette façon, les propriétés du fluide peuvent être ajustées en fonction du champ magnétique appliqué.

Les fluides magnétiques sont en général composés de particules magnétiques de diamètre supérieur à  $1 \mu\text{m}$  diluées directement dans un fluide porteur. Cette composition permet d'avoir une modification élevée de leurs propriétés mécaniques (viscosité, élasticité, ...) lors de l'application d'un champ magnétique. Dans certaines conditions, quelques fluides magnétiques peuvent arriver à passer de l'état fluide à l'état solide, sous forme d'une structure fibreuse [13, 14]. Ainsi les fluides magnétiques sont normalement utilisés dans des systèmes sièges de grandes contraintes de cisaillement [15] ou qui requièrent de niveaux élevés d'amortissement. Par exemple, ils sont rencontrés dans des systèmes de freinage [16, 17] et dans des dispositifs de contrôle de vibration de bâtiments soumis à forts tremblements de terre [18]. Les fluides magnétiques se caractérisent ainsi par des propriétés magnétiques et rhéologiques beaucoup plus fortes que les ferrofluides [19].

Les ferrofluides sont un type de fluide magnétique ayant la particularité de rester à l'état liquide même sous l'action d'un fort champ magnétique [20, 21]. Ce comportement provient de leur composition et de la taille de leurs particules magnétiques.

Les particules existantes dans les ferrofluides sont en fer et sont caractérisées par une forte capacité de magnétisation. Leur diamètre est compris entre 3 nm et 15 nm afin de garantir la stabilité de la solution. Au dessus de cette dimension maximale, le mouvement brownien dû à l'agitation thermique des molécules dans le fluide n'est plus assuré. Par conséquent, des effets comme l'agglomération et la précipitation dans la substance peuvent apparaître [13, 22, 23]. A l'opposé, en dessous de cette dimension minimale les propriétés magnétiques des particules tendent à disparaître [22].

Pour les ferrofluides, les nanoparticules en suspension dans le fluide porteur sont recouvertes d'un dispersant. La molécule de cette substance est caractérisée par un groupement chimique polaire : à l'une de ses extrémités, elle adhère à la surface de la particule, et à l'autre, elle présente une affinité avec le fluide porteur. Sa taille est d'environ 2 nm. Ainsi, le dispersant évite que les particules ne s'approchent trop et empêche leur agglomération [21].

### 1.1.2 Propriétés principales

Les ferrofluides commerciaux sont définis par leurs propriétés magnétique et mécanique. Les deux paramètres principaux sont la saturation magnétique  $J$  et la viscosité dynamique  $\eta$ .

En l'absence de champ magnétique, les particules sont orientées de manière aléatoire et l'aimantation moyenne du ferrofluide est nulle. Lorsqu'un champ magnétique est appliqué, les particules tendent à s'orienter le long des lignes de champ. En augmentant l'intensité du champ, leur polarisation augmente et l'interaction entre elles devient plus forte. La magnétisation  $M$  des ferrofluides est alors proportionnelle à l'intensité du champ  $H$  appliqué. Son niveau augmente jusqu'à la valeur définie par sa saturation magnétique, quand toutes les particules sont alignées. Au delà de cette valeur, la magnétisation reste stationnaire. La figure 1.1 montre par exemple la courbe typique de magnétisation d'un ferrofluide. C'est dans la zone de transition de la courbe, avant d'atteindre la saturation, que se situent la plupart des applications de ferrofluide. Dans cet intervalle, les propriétés physiques des ferrofluides sont proportionnelles au champ magnétique appliqué.

La modification des propriétés visqueuses, en fonction de l'intensité et de la direction du champ magnétique, est une autre caractéristique importante des ferrofluides. La viscosité en dehors d'un champ magnétique est conditionnée par celle du fluide porteur [24], et par la présence des particules dans le liquide qui augmente la viscosité. Lorsqu'un champ magnétique est appliqué au ferrofluide, la viscosité s'élève. Cette variation est fonction de la taille des particules et de leur concentration [12].

Contrairement à la magnétisation, il n'y a pas a priori un niveau de saturation à partir duquel la viscosité reste constante. Les études sur les effets du champ magnétique sur la viscosité des ferrofluides sont bien développées pour un niveau de champ autour de la saturation magnétique. Cependant aucune information n'est proposée dans la littérature concernant le comportement de la viscosité des ferrofluides une fois saturés, quand il sont soumis à des niveaux encore plus élevés de champ magnétique, comme par exemple celui existant à l'intérieur du haut-parleur tout aimant.

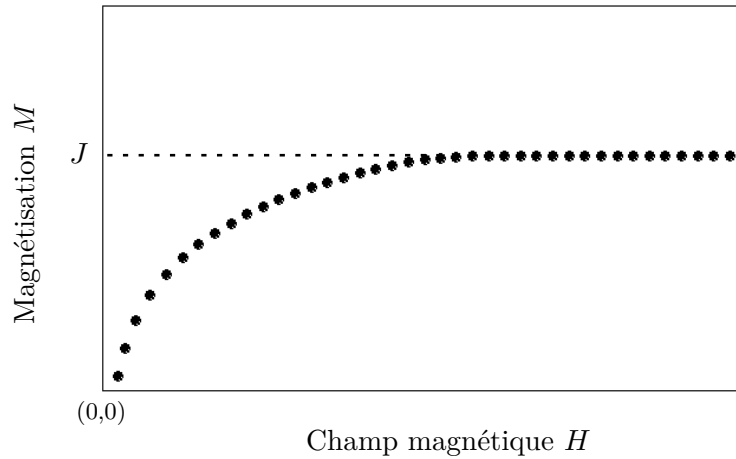


FIGURE 1.1 – Comportement typique de la magnétisation d'un ferrofluide : niveau maximum limité par la saturation magnétique  $J$ .

Dans la suite, nous décrivons l'influence de la direction du champ sur la viscosité. Pour les suspensions colloïdales, l'écoulement provoque par effet visqueux la rotation des particules dans l'axe parallèle à sa vorticité. La figure 1.2a montre l'écoulement existant entre deux plans parallèles, où un des plans reste fixe et l'autre se déplace dans la direction  $z$ . La vorticité résultante est dans la direction  $x$ . D'un point de vue microscopique, la rotation de chacune des particules peut être associée à un moment mécanique dû à un couple visqueux. Pour les ferrofluides, ce mouvement est important car les particules en suspension sont magnétiques. En présence d'un champ magnétique, un couple apparaît sur les particules afin de les orienter dans la direction des lignes du champ. Ainsi, les couples visqueux et magnétique vont interagir sur le mouvement des particules. Comme le couple est une grandeur vectorielle, l'orientation du champ magnétique est importante.

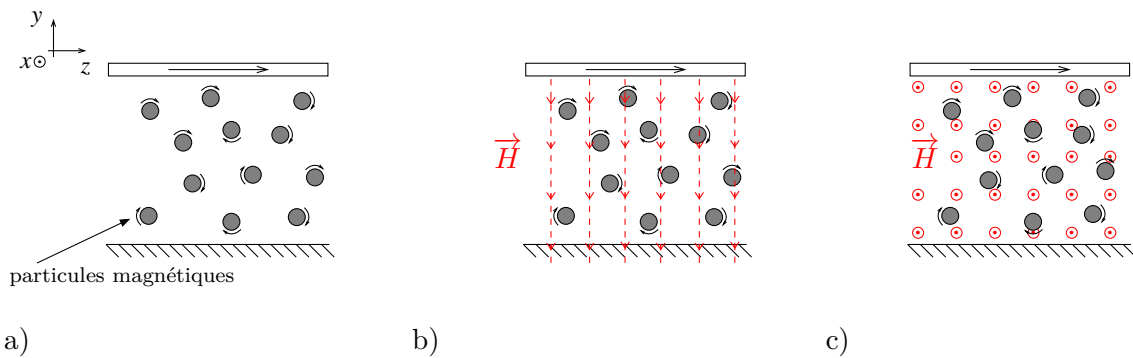


FIGURE 1.2 – Influence de la direction du champ magnétique  $H$  sur l'écoulement des ferrofluides, la vorticité étant parallèle à l'axe  $x$  : a)  $H = 0$ , b)  $H$  perpendiculaire à  $x$ , c)  $H$  parallèle à  $x$ .

Dans un premier temps, supposons un champ perpendiculaire à la vorticité de l'écoulement (Fig. 1.2b). Le couple magnétique s'exerce dans une direction différente de celle du couple visqueux. La différence entre les deux couples se traduit par une augmentation apparente de la viscosité. Dans un second temps, supposons un champ magnétique parallèle à la vorticité (Fig. 1.2c). Dans ce cas, les



couples ne se contrarient pas et le champ magnétique n'impose aucune variation sur la viscosité du ferrofluide [12, 25, 26, 27, 28].

Concernant la localisation spatiale, les ferrofluides se positionnent où le gradient de champ magnétique est le plus grand, comme montré par la figure 1.3 : un volume de ferrofluide est attiré vers les bords d'un aimant permanent cubique polarisé le long de l'axe  $y$ . C'est là où le gradient de champ est le plus élevé.

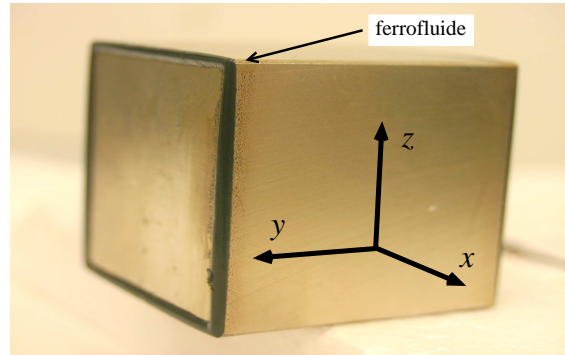


FIGURE 1.3 – Photo d'un aimant permanent (polarisation en  $y$ ) cubique avec du ferrofluide : le ferrofluide se place là où le gradient du champ est plus important.

### 1.1.3 Applications diverses

L'application des premiers ferrofluides date des années 1960 [21, 29, 22, 25]. En 1963, Papell de la NASA synthétise l'un des premiers échantillons connu dans l'objectif de contrôler le positionnement d'un fluide en état d'apesanteur [30, 31, 32].

Au cours des années 1960, Rosensweig présente des améliorations sur le fluide de Papell et synthétise un ferrofluide de saturation magnétique plus importante et surtout stable par rapport à la sédimentation [20, 21, 19, 33]. Une fois cette stabilité obtenue, les ferrofluides ont alors donné lieu à de nombreuses applications dans les domaines de l'ingénierie, de la géologie, de la médecine, des arts ... [34, 25, 35]. Nous présentons ici quelques exemples d'applications des ferrofluides dans le domaine de l'ingénierie.

Une des applications les plus courantes des ferrofluides est la réalisation de joints d'étanchéité des arbres tournants [12, 24]. Le champ magnétique est généré par des aimants permanents annulaires placés autour de l'axe de rotation. Le gradient du champ maintient le ferrofluide en place, même en cas de pression élevée. Le frottement exercé par le joint de ferrofluide sur l'arbre est négligeable par rapport aux techniques mécaniques couramment utilisées : les arbres ont ainsi une durée de vie plus grande. Ce processus est utilisé dans certaines autres applications techniques comme à l'intérieur de disques durs [36] et dans la rotation des tubes à rayons X [37, 38].

Les ferrofluides sont également utilisés comme revêtements dans un tube composé d'aimants permanents. La couche formée assure la lubrification et peut améliorer l'écoulement d'un fluide et ainsi améliorer le transport de la chaleur [24, 39]. Les ferrofluides peuvent être rencontrés aussi dans

des systèmes d'amortisseurs d'automobiles, d'aéronefs et de bateaux. Dans ce cas, leur propriété visqueuse est utilisée. A partir d'un champ magnétique appliqué, l'amortissement est ajusté en fonction de la charge ou du trajet à parcourir [12, 24, 40].

Les ferrofluides peuvent être rencontrés aussi à l'intérieur de transducteurs et capteurs ou dans des systèmes séparateurs magnétiques [24]. D'autres applications sont présentées plus en détail dans *Colloidal Magnetic Fluids* [25] et dans *Magnetic Fluids and Applications Handbook* [41].

## 1.2 Haut-parleur

Le haut-parleur est un transducteur qui convertit un signal d'entrée de courant électrique en un mouvement mécanique de sa structure. Ce mouvement crée une onde de pression acoustique qui est rayonnée pour former un son. Deux concepts de haut-parleur sont décrits : le modèle électrodynamique classique et un nouveau modèle développé récemment au LAUM, supposé plus linéaire dans sa relation signal électrique - mouvement mécanique.

### 1.2.1 Haut-parleur électrodynamique classique

Le schéma d'un haut-parleur électrodynamique classique est présenté à la figure 1.4.a. Ce système électromécanique peut être représenté physiquement en deux parties : (i) une partie mobile, composée d'une membrane, de deux suspensions (l'interne spider, et l'externe surround) et d'une bobine ; (ii) une partie fixe, composée d'un saladier rigide fixé au moteur. Ce dernier est constitué de pièces polaires et d'un aimant permanent entre lesquels se situe un entrefer.

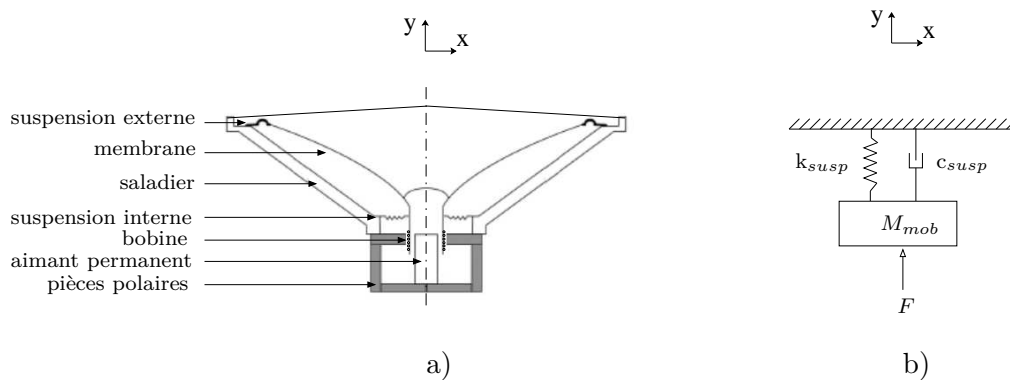


FIGURE 1.4 – Haut-parleur électrodynamique classique : a) diagramme et b) modèle vibratoire équivalent.

Son fonctionnement peut être décrit comme suit. Un courant magnétique  $i$  est appliqué à la bobine de longueur de fil  $l$ . La bobine, attachée à la membrane, est immergée dans le champ magnétique  $B$  de l'entrefer. Le courant appliqué à la bobine interagit avec le champ. La force mécanique  $F$  générée, excite la membrane qui produit le son. Les suspensions permettent de guider la bobine dans l'entrefer [42, 43, 44].

Dans la direction  $z$ , la partie mobile peut être modélisée comme un système masse-ressort-amortisseur

(Fig. 1.4b).  $M_{mob}$  correspond à la somme de masses du diaphragme, de la bobine et de son support ainsi que la masse de rayonnement du diaphragme dans l'air [9, 43]. Les suspensions sont représentées par la force de rappel  $k_{susp}$  et l'amortisseur visqueux  $c_{susp}$  [9, 42]. L'excitation est la force de Laplace :  $F = iBl$ .

Nous évoquons ici une autre application importante des ferrofluides. La bobine du haut-parleur s'échauffe par le passage du courant électrique. Comme les liquides possèdent une conductivité thermique bien supérieure à celle de l'air, les ferrofluides sont utilisés dans l'entrefer pour améliorer la dissipation de cette chaleur. Ils sont maintenus en place par l'aimant déjà présent. Un liquide non ferromagnétique nécessiterait un système de confinement car il s'écoulerait hors de l'entrefer. L'utilisation de joints ferrofluide permet en outre de lisser la réponse en fréquence du haut-parleur et d'augmenter sa puissance maximum admissible [34, 45, 21].

Cependant le haut-parleur classique n'est pas un système de reproduction idéal [6, 45, 46, 47]. Plusieurs mécanismes non-linéaires, qui introduisent des distortions dans le signal original, sont présents dans ce système. Parmi les causes principales, les trois majeures sont [47, 48, 49] : (i) défauts d'origine électromagnétique dans le moteur, (ii) comportement viscoélastique des suspensions (voir la figure 1.5) et (iii) modes de vibration de la surface émissive et de la partie mobile. Afin de surmonter ces limitations, un nouveau concept de transducteur électromécanique a été développé au LAUM [9, 50, 51, 52, 53].

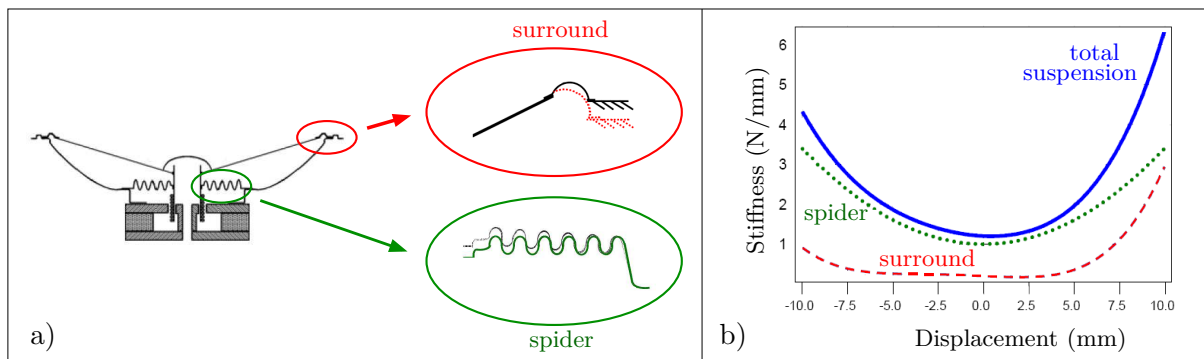


FIGURE 1.5 – Les effets non-linéaires des suspensions traditionnelles présentés par Klippel [6, 54] : a) schéma d'un haut-parleur classique avec un zoom sur les deux suspensions (surround et spider) et b) un exemple de leur influence sur la raideur totale d'un haut-parleur.

### 1.2.2 Haut-parleur à moteur tout aimant

Le schéma de la structure de ce nouveau type de haut-parleur est présenté à la figure 1.6a. Comme le haut-parleur classique, ce système peut être représenté physiquement en deux parties : (i) une partie fixe, correspondant au moteur magnétique ; (ii) une partie mobile composée d'un piston cylindrique, autour duquel est placée une bobine et deux joints de ferrofluide.

Le moteur est constitué par de l'assemblage de trois pièces annulaires en néodyme-fer-bore (NdFeB) de rayon interne  $R_{int}$  et externe  $R_{ext}$ . Les trois pièces sont magnétisées radialement à l'aimantation  $J_a$  et sont identiques, sauf pour le sens de la magnétisation : la pièce centrale est en polarisation

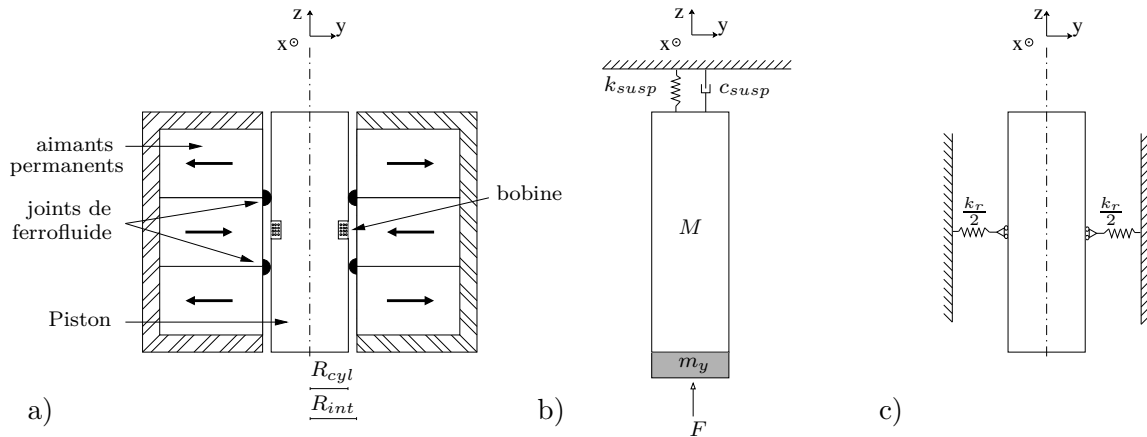


FIGURE 1.6 – Haut-parleur à moteur tout aimant : a) schéma, b) modèle dynamique axial et c) modèle statique radial.

opposée aux pièces externes.

Le moteur est caractérisé par un très fort champ magnétique  $B$  interne. Cela est nécessaire pour le rendement du haut-parleur. La figure 1.7 montre la dépendance axiale de la composante radiale  $B_r(z)$  de ce champ [53]. La courbe est issue du calcul numérique développé par Ravaud [10] pour la configuration suivante : pièces polaires de hauteur 20.0 mm, rayon interne de 49.7/2 mm et rayon externe de 130.0/2 mm. La distance d'observation est de 0.3 mm à partir des aimants. L'avantage de ce type de moteur est d'être exempt de fer. Par conséquent, les non-linéarités d'origine électromagnétique existantes dans les moteurs des haut-parleurs classiques sont minimisés [9, 50, 51, 52].

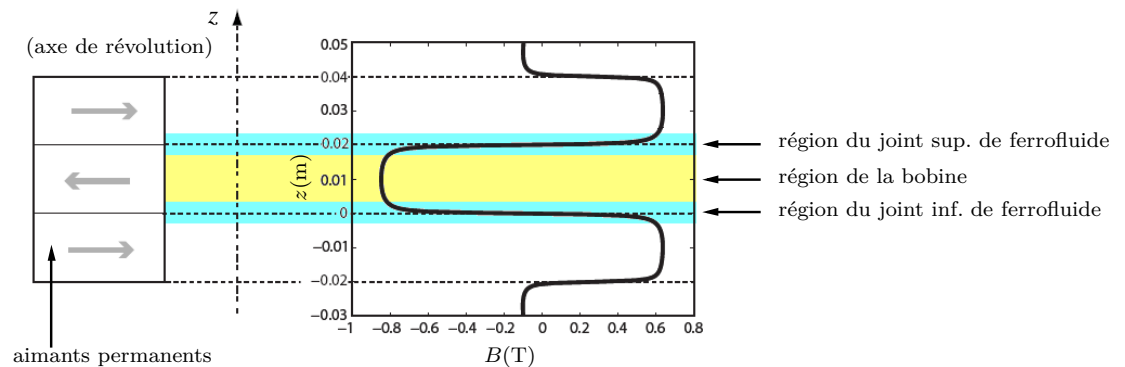


FIGURE 1.7 – Exemple du comportement axial du champ magnétique radial à l'intérieur d'un haut-parleur à moteur tout aimant : valeurs déterminées à distance de 0.3 mm des aimants [53].

A l'intérieur du moteur magnétique, un piston cylindrique non-magnétique de rayon  $R_p$  est positionné (Fig. 1.6a). Il est caractérisé par une forte rigidité par rapport à la raideur des suspensions ferrofluide et une masse plus faible que celle de la partie mobile des haut-parleurs classiques. Ceci permet de déplacer les premiers modes propres du piston à des fréquences plus élevées et augmenter la gamme de fréquence de fonctionnement du haut-parleur. La bobine occupe la zone où le champ ma-

gnétique est le plus intense et constant (zone sur fond jaune sur la figure 1.7). Cela réduit également les effets non-linéaires.

Sur la figure 1.7, nous pouvons observer aussi l'existence d'un très fort gradient du champ magnétique entre deux aimants consécutifs. C'est dans ces régions (sur fond bleu) que se placent les deux joints. De forme annulaire (voir figure 1.8), ils vont occuper le jeu  $\epsilon = R_{int} - R_p$  (de l'ordre de 0.3 mm) entre le moteur et le piston. Ce jeu étroit est nécessaire pour que la bobine se situe dans une zone de champ magnétique maximum.

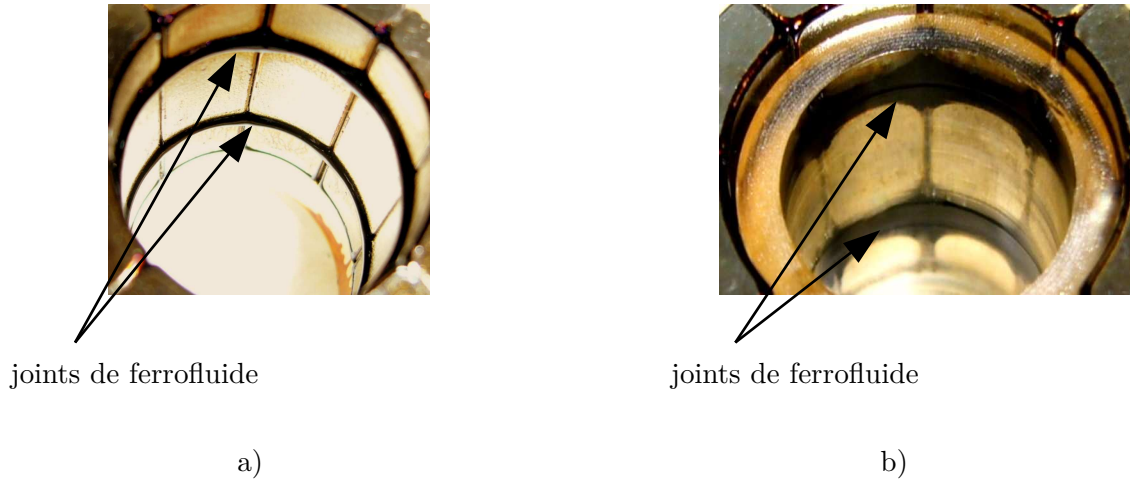


FIGURE 1.8 – Joint de ferrofluide dans le haut-parleur : a) surface libre sans piston et b) confiné par la présence d'un piston transparent.

Les conditions auxquelles les joints de ferrofluides sont soumis se définissent ainsi :

- à l'extérieur, ils sont limités par la structure de moteur du haut-parleur, qui reste au repos ;
- à l'intérieur, ils sont sollicités par le mouvement du piston ;
- le positionnement des surfaces libres dans la direction  $z$  est régi par le gradient de champ magnétique.

Du point de vue magnétique, la région de chaque joint est caractérisée par un fort niveau de champ (de l'ordre de  $1 \text{ M.A.m}^{-1}$ ), stationnaire, non-homogène, et à fort gradient. Dans la direction axiale  $y$ , ce gradient est caractérisé par une forme ellipsoïdale (Fig. 1.9a) [10, 55]. Ainsi, les joints de ferrofluide prennent la forme d'une ellipse (Fig. 1.9b et Fig. 1.9c). Du point de vue de l'équipage mobile, les joints servent à assurer son guidage dans le moteur. Ils assurent la fonction des suspensions classiques, le spider et le surround.

Suivant l'axe  $z$ , les éléments du système masse-ressort-amortisseur (Fig. 1.6b) correspondant au haut-parleur à moteur tout aimant se déclinent comme suit. La masse totale du système correspond à la somme de la masse du piston et de la bobine,  $M$ , plus l'effet de masse ajoutée des joints,  $m_z$ . Le terme  $k_{susp}$  représente l'effet de raideur axiale et  $c_{susp}$  les pertes visqueuses induites par les joints.

Sous l'hypothèse d'axisymétrie du système autour de l'axe  $zy$ , les directions  $x$  et  $y$  jouent le même rôle. Suivant l'axe radial  $r$ , on ne considère que la raideur radiale  $k_r$  (Fig. 1.6c) des joints, dont le rôle est de centrer l'équipage mobile et d'éviter le contact avec le moteur.

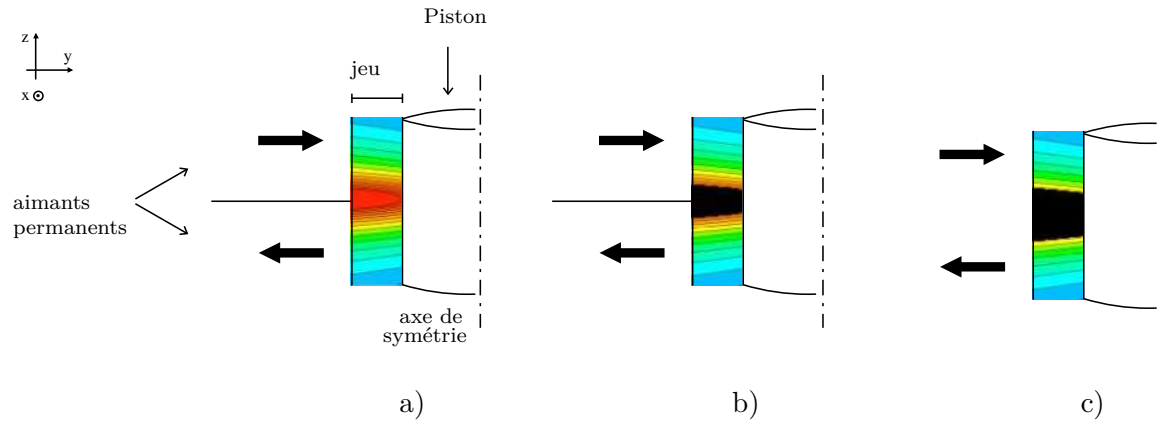


FIGURE 1.9 – Forme ellipsoïdale du gradient du champ magnétique (coloré) et des joints (en noir) à l'intérieur d'un haut-parleur à moteur tout aimant : volume de ferrofluide a)  $v_0=0$ , b)  $v_1>v_0$  et c)  $v_2>v_1$ . Les proportions radiales entre jeu et diamètre du piston ne sont pas respectées sur cette figure.

### 1.2.3 Enceinte acoustique

Dans la pratique, un haut-parleur est couplé à une enceinte acoustique qui permet d'éviter les interférences entre l'onde arrière et l'onde avant (court-circuit acoustique), qui impliquerait une perte de niveau en basses fréquences [42, 43]. Pour une enceinte de type fermée, le volume d'air  $V_{air}$  enfermé dans la cavité va exercer un effort contraire aux mouvements de la membrane. Cet effet peut être représenté par une raideur :  $k_{cav} = \frac{\rho}{V_{air}}(cS)^2$ , où  $\rho$  est la masse volumique d'air,  $c$  la vitesse du son dans l'air et  $S$  la surface en mouvement. La compliance associée est donnée par :  $C_{cav} = k_{cav}^{-1}$ . Cet effet modifie le comportement du haut-parleur, de la même façon que les suspensions.

La raideur axiale totale du système est alors la somme des raideurs de la suspension et de la cavité :

$$k_{hp} = k_{susp} + k_{cav}. \quad (1.1)$$

Dans la pratique, le volume d'une enceinte est calculé en fonction de la raideur des suspensions  $k_{susp}$  et de la masse mobile  $M$  afin d'optimiser le rendement du haut-parleur en basses fréquences [42]. L'utilisation de joints de ferrofluide (de raideur  $k_{susp}$  faible - chapitre 4) à la place des suspensions classiques pourra conduire à la réduction du volume de l'enceinte pour conserver un  $k_{hp}$  constant.

## 1.3 Théorie sur l'incertitude d'une analyse expérimentale

Ce travail de recherche s'appuie sur des expérimentations dans lesquelles le calcul des incertitudes se fait nécessaire. Ainsi, une révision sur des méthodes d'estimation d'incertitude d'une analyse expérimentale est présentée dans la suite.

L'incertitude globale sur une grandeur mesurée est déterminée par l'association de toutes les composantes existantes dans l'expérimentation. Chaque composante est reliée à un écart-type  $\sigma$ , qui est évalué selon son type de variabilité supportée [56, 57, 58].

Les incertitudes considérées de type A sont caractérisées par un ensemble d'observations qui prennent en compte l'effet de la variabilité de données. Dans ce cas, l'écart-type est déterminé à partir d'analyses statistiques des mesures. Les incertitudes considérées de type B sont toutes les autres qui n'ont pas été obtenues à partir d'observations répétées. Elles sont caractérisées normalement par leur côté systématique, comme par exemple la précision d'un instrument de mesure. Dans ce cas, l'écart-type est déterminé sur des composantes objectives qui peuvent influencer la variabilité de la mesure divisé par un facteur multiplicatif obtenu à partir de lois de probabilité.

Il existe plusieurs méthodes d'estimation des incertitudes. Elles sont évaluées sur la base de la connaissance du système de mesure. Elles dépendent normalement du niveau d'incertitude attendu, de la dispersion de données de mesure, de la possible identification et quantification des sources de variabilité ainsi comme de leur influence sur la grandeur analysée. La considération de ces informations et de diverses autres, qui contribuent à la caractérisation global du système de mesure, permet de choisir la méthode d'estimation d'incertitude la plus appropriée pour une analyse expérimentale donnée. Les méthodes qui nous seront utiles dans ce travail sont ainsi décrites dans la suite.

### 1.3.1 Incertitudes sur la pente d'une droite

Supposons une grandeur  $p$  déterminée indirectement à partir d'un couple de données expérimentales  $a$  et  $b$ . Les deux entrées sont caractérisées par une relation linéaire tel que  $b = p.a + q$ , où  $p$  correspond à la pente et  $q$  à l'abscisse à l'origine de la droite. Nous nous intéressons à estimer la pente moyenne  $\bar{p}$  et son incertitude associée  $\Delta p$  [56, 59, 60, 61].

Considérons un ensemble de  $n$  points de mesure. La pente moyenne peut être déterminée directement à partir des données mesurées à partir de l'équation :

$$\bar{p} = \frac{n (\sum_{i=1}^n a_i b_i) - (\sum_{i=1}^n a_i) (\sum_{i=1}^n b_i)}{n (\sum_{i=1}^n a_i^2) - (\sum_{i=1}^n a_i)^2}. \quad (1.2)$$

L'incertitude sur la pente est déterminée de manière indirecte. D'abord, l'ordonnée à l'origine est obtenue :

$$\bar{q} = \frac{(\sum_{i=1}^n b_i) (\sum_{i=1}^n a_i^2) - (\sum_{i=1}^n a_i b_i) (\sum_{i=1}^n a_i)}{n (\sum_{i=1}^n a_i^2) - (\sum_{i=1}^n a_i)^2}. \quad (1.3)$$

Par la suite, les résidus  $r_i$ , correspondant à la variabilité des valeurs mesurées autour de la droite associée à la pente moyenne, sont calculés :

$$r_i = b_i - (\bar{p}.a_i + \bar{q}). \quad (1.4)$$

Enfin, la variance de la pente est estimée à l'aide de l'équation :

$$\sigma_p^2 = \frac{n \left( \frac{\sum_{i=1}^n r_i^2}{n-2} \right)^2}{n (\sum_{i=1}^n a_i^2) - (\sum_{i=1}^n a_i)^2}. \quad (1.5)$$

Le facteur d'élargissement  $t_{0.95}$  est extrait du tableau de *Student* (voir Annexe B) en fonction du nombre de degrés de liberté  $\nu = n - 2$ . L'incertitude peut alors être déterminée :

$$\Delta p = t_{0.95} \sqrt{\sigma_p^2}. \quad (1.6)$$

Ce processus est normalement utilisé pour estimer l'incertitude de type A d'une expérimentation quand les deux paramètres de mesure sont reliés de manière linéaire.

### 1.3.2 Propagation des incertitudes

Supposons une grandeur  $f$  obtenue expérimentalement à partir de la mesure des entrées  $x_i$ . La dispersion associée à  $\Delta f$  est estimée à partir du calcul de propagation d'incertitude [56]. Ce calcul est basé sur la détermination de la variance composée  $\sigma_f^2$  et du nombre effectif de degrés de liberté  $\nu_{eff}$  correspondant.

D'abord, la variance  $\sigma^2$ , attachée à chaque terme  $x_i$ , est estimée en prenant en compte les composantes de type A et B qui peuvent ajouter de dispersion significative :

$$\sigma_{x_i}^2 = \sigma_{Ax_i}^2 + \sigma_{Bx_i}^2. \quad (1.7)$$

Pour le cas des incertitudes de type A, la variance est obtenue par des méthodes statistiques, comme par exemple l'équation 1.5. Pour le cas des incertitudes de type B, la variance est exprimée en fonction de la loi de probabilité. Elle correspond au ratio entre l'écart-type  $\sigma$  et un facteur de pondération basé sur des lois de probabilité. Ce facteur est fonction de la probabilité de la distribution des données dans un intervalle de tolérance. Par exemple, pour le cas de l'incertitude sur la lecture d'un appareil de mesure, l'écart-type équivaut au plus petit chiffre significatif lu. Une distribution de forme rectangulaire est considérée pour les valeurs de lecture, ce qui implique donc un facteur égal à  $\sqrt{3}$ .

La combinaison des variances de toutes les entrées qui composent la fonction  $f$  est alors réalisée par la variance composée. Si l'on suppose la covariance entre les paramètres nulle, elle correspond à la somme du  $\sigma_{x_i}^2$  de chaque entrée pondérée par le coefficient de sensibilité  $\partial f^2 / \partial x_i^2$  respectif :

$$\sigma_f^2 = \sum_{i=1}^n \left( \frac{\partial f}{\partial x_i} \sigma_{x_i} \right)^2. \quad (1.8)$$

Le nombre effectif de degrés de liberté est calculé grâce à l'équation :

$$\nu_{eff} = \frac{(\sigma_f^2)^2}{\sum_{i=1}^n \left( \frac{\sigma_{Ax_i}^4}{\nu_{Ax_i}} + \frac{\sigma_{Bx_i}^4}{\nu_{Bx_i}} \right)}, \quad (1.9)$$

où  $\nu_{x_i}$  est le nombre de degrés de liberté associé à chaque terme d'entrée. Il est déterminé en fonction de son type :

- pour une composante de type A, il est associé au nombre d'observations indépendantes de l'entrée correspondante. Par exemple, il vaut  $\nu_{Ax_i} = n - 2$  pour le cas de l'estimation d'une droite par  $n$  mesures répétées ;  $\nu_{Ax_i} = n - 1$  pour la mesure directe d'une grandeur estimée par  $n$  observations ;
- pour une composante de type B, il correspond à une grandeur subjective dont la valeur s'obtient par un jugement scientifique fondé sur l'ensemble des informations disponibles [59]. Dans certains cas, quand  $\sigma$  est considéré comme connu, le nombre de degrés de liberté est considéré  $\nu_{Bx_i} \rightarrow \infty$ .



L'incertitude globale  $\Delta f$  est obtenue à partir de la racine carrée de la variance composée multipliée par un facteur d'élargissement. Ce facteur est déterminé en fonction d'un intervalle de confiance et du nombre effectif  $\nu_{eff}$ . L'incertitude est alors donnée à un taux de confiance choisi, qui contient la valeur estimée. Par exemple pour un taux de confiance de 95 %, ce qui correspond aux valeurs de la loi de la distribution  $t_{0.95}$  de *Student* (voir Annexe B). Le facteur d'élargissement est alors obtenu dans cette distribution à partir du  $\nu_{eff}$  calculé :

$$\Delta f = t_{0.95} * \sqrt{\sigma_f^2}. \quad (1.10)$$

### 1.3.3 Méthode graphique des rectangles d'incertitude

Supposons une fonction  $f(a, b) = a/b$ , où nous sommes intéressés à déterminer l'incertitude  $\Delta f$ . Les termes  $a$  et  $b$  sont les entrées de la fonction et correspondent aux valeurs d'une mesure expérimentale. Chaque mesure est associée à un domaine connu d'incertitude :  $\Delta a$  et  $\Delta b$ . Ce domaine peut être illustré graphiquement sous la forme d'un rectangle où la longueur des abscisses et des ordonnées correspondent à ces incertitudes [62]. La figure 1.10a montre un exemple illustrant le cas de  $n = 3$  données de mesure.

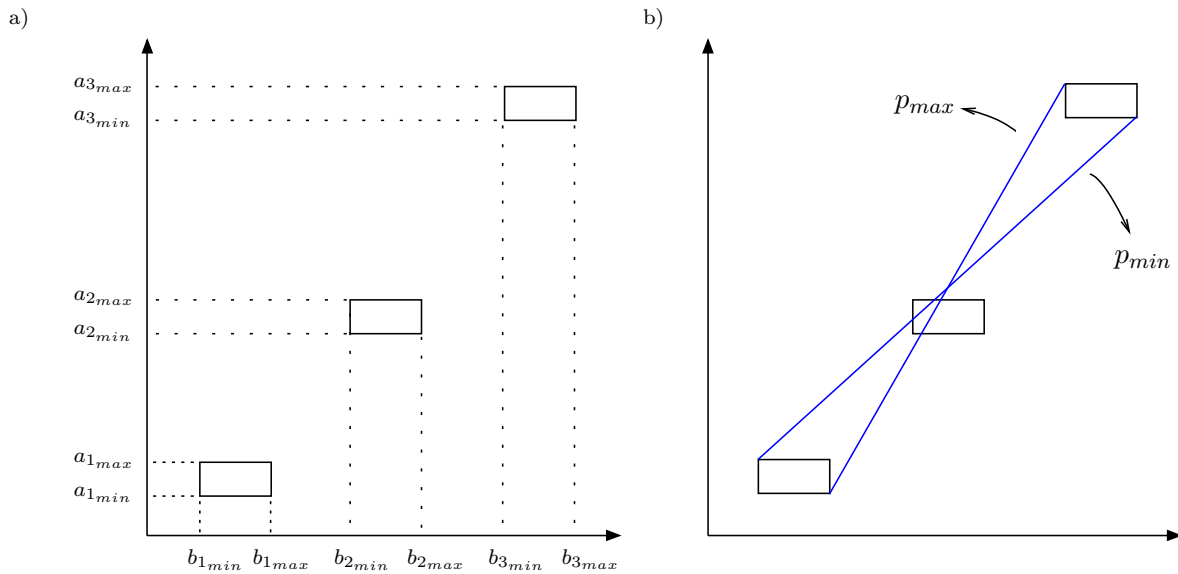


FIGURE 1.10 – Zone d'incertitude : a) affichage en forme de rectangles de la dispersion d'un couple de données et b) pentes extrêmes associées aux données de mesure.

L'incertitude sur la fonction  $f$  peut être estimée directement sur le graphique. Pour cela les droites de pentes extrêmes qui passent par tous les rectangles d'incertitude sont déterminées graphiquement (voir la figure 1.10b). Elles ne passent pas nécessairement par les angles des rectangles d'incertitude associés aux deux valeurs extrêmes de la gamme de mesure. Les pentes obtenues correspondent aux valeurs maximum et minimum de dispersion du ratio  $a/b$ .

## 1.4 Cadre de l'étude

Le contexte décrit précédemment permet de comprendre le rôle des joints de ferrofluide dans un haut-parleur tout aimant. Les conditions magnétiques et mécaniques auxquelles ils sont soumis ont été exposées.

Du point de vue statique et vibratoire, la présence des joints ferrofluide sera caractérisée par des grandeurs telles que les raideurs axiale et radiale, l'amortissement axial et la masse ajoutée axiale. Dans ce mémoire, nous présentons une étude de leur comportement en fonction des paramètres suivant :

1. volume,
2. saturation et viscosité initiales (fluide au repos en l'absence de champ magnétique),
3. niveau et gradient du champ magnétique,
4. fréquence d'excitation,
5. amplitude du taux de cisaillement,
6. amplitude des déplacements.

L'analyse bibliographique montre que ces questions sont abordées mais dans des contextes différents du notre. Afin d'y répondre, ce travail portera à la fois sur l'étude d'un volume de ferrofluide sous champ magnétique homogène, et sous champ magnétique non-homogène, au sein d'un moteur tout aimant.



## Chapitre 2

# Caractérisation de la raideur radiale d'un joint annulaire de ferrofluide

### 2.1 Introduction

Nous nous intéressons dans ce chapitre à l'étude expérimentale de la raideur radiale exercée par un joint de ferrofluide sur la périphérie du piston situé à l'intérieur du haut-parleur à moteur tout aimant. Dans le cas d'un solide, elle peut être définie comme la résistance d'un corps à se déformer. Plus grande est la raideur, plus important doit être l'effort pour obtenir une déformation donnée [63]. Dans le cas d'un fluide, une raideur peut apparaître, par exemple lors du déplacement d'un objet dans un liquide soumis à un champ de pesanteur. La raideur correspondante est associée à l'effort exercé par le liquide dans le sens opposé au mouvement, comme montre par exemple l'étude présentée par Rosensweig [64] sur la raideur radiale d'un joint de ferrofluide à l'application des haut-parleurs classiques.

Dans le cas de l'application du haut-parleur à moteur tout aimant, deux joints de ferrofluide sont utilisés pour le guidage du piston. La présence d'une raideur radiale due aux joints est nécessaire pour centrer le piston dans le moteur afin de réduire les frottements qui perturberaient son bon fonctionnement. D'autre part, l'effort radial exercé par les joints influence le comportement vibratoire du piston. Les modes de vibration d'une structure dépendent des conditions aux frontières appliquées sur celle-ci. Dans le cas d'un cylindre qui oscille dans un joint de fluide au repos, ces conditions aux limites sont définies par les caractéristiques du joint et du liquide [65].

Dans un premier temps, la géométrie du joint est analysée. De forme annulaire, comme montré sur la figure 1.8 du chapitre 1, la taille du joint est fonction de la quantité de fluide. Les résultats obtenus sur la raideur  $k$  sont évalués en fonction du volume  $vol$  du joint :  $k_r(vol)$ . Dans un deuxième temps, l'influence sur la raideur des propriétés du liquide composant le joint est étudiée. Les résultats doivent être aussi analysés en fonction du niveau de saturation magnétique  $J$  du ferrofluide :  $k_r(vol, J)$ .

La détermination de la raideur expérimentale est réalisée de manière indirecte. Elle est obtenue à partir des mesures des grandeurs force  $f$  et déplacement  $e$ , en évaluant aussi leurs incertitudes  $\Delta f$  et  $\Delta e$ . De plus, le volume et la saturation magnétique du ferrofluide ont des incertitudes associées

$\Delta vol$  et  $\Delta J_f$ . Ainsi, l'étude de la raideur radiale est réalisée en prenant en compte les incertitudes correspondantes afin d'estimer sa dispersion globale  $\Delta k_r$ .

## 2.2 Expérimentation

Dans la section 2.2.1, nous décrivons le banc de mesure qui a été développé pour la détermination expérimentale de la raideur radiale. Dans un deuxième temps, nous détaillerons le fonctionnement des capteurs utilisés dans l'expérimentation.

### 2.2.1 Banc de mesure

Le montage expérimental pour évaluer la raideur radiale d'un joint de ferrofluide est présenté à la figure 2.1. La partie magnétique d'un haut-parleur à moteur tout aimant est utilisée comme partie statique du banc de mesure. Comme décrit en détail dans le chapitre 1, le moteur du haut-parleur est composé par trois anneaux d'aimants permanents. Celui utilisé pour l'expérimentation est caractérisé par des anneaux de rayon externe  $R_{ext} = 65.00$  mm, rayon interne  $R_{int} = 24.85$  mm et hauteur  $h_a = 20.00$  mm. Les anneaux sont en NdFeB et leur aimantation radiale vaut  $J_a = 1.4$  T ( $1.2 \text{ MA}\cdot\text{m}^{-1}$ ).

La partie mobile correspond à un piston cylindrique non magnétique, fabriqué en polymère, plein et considéré indéformable. Son rayon est égal à  $R_p = 24.55$  mm. Le jeu résultant entre les parties statique et mobile vaut donc  $\epsilon = R_{int} - R_p = 0.30$  mm. Une fois que les deux parties sont centrées visuellement, le volume de ferrofluide est ajouté à l'aide d'une seringue pour former le joint. Pour faciliter la mise en œuvre du montage, les mesures sont réalisées avec un seul joint.

L'expérimentation est basée sur la mesure du déplacement  $e$  radial du piston et de la force de rappel  $F$  mesurée. La raideur statique est alors déterminée par le ratio des deux paramètres :

$$k_r = F/e. \quad (2.1)$$

La raideur radiale correspond à une force  $F$  opposée au déplacement qui est due à l'action exercée par le joint de ferrofluide. La force  $F$  est mesurée par deux capteurs positionnés à chacune des deux extrémités du piston. Le fonctionnement des capteurs ainsi comme leur étalonnage sera décrit en détail dans la section 2.2.2.

Chaque capteur est fixé sur une table à déplacement contrôlé. La force  $F$  est alors obtenue en effectuant la somme des composantes  $F_1$  et  $F_2$ . La valeur du déplacement  $e$  est déterminée de manière indirecte à partir des déplacements  $d_1$  et  $d_2$  de la base des deux capteurs. Le déplacement en translation pure du piston est assuré par un système de positionnement à laser. Ce système est composé d'un miroir fixé sur la face supérieure du piston, qui renvoie un faisceau laser sur une feuille graduée. Les déplacements  $d_1$  et  $d_2$  sont ajustés de façon à avoir une rotation nulle du piston autour de l'axe  $y$ . La relation entre les déplacements  $e$  et  $d_1, d_2$  est décrite plus en détail dans la section 2.3.2.

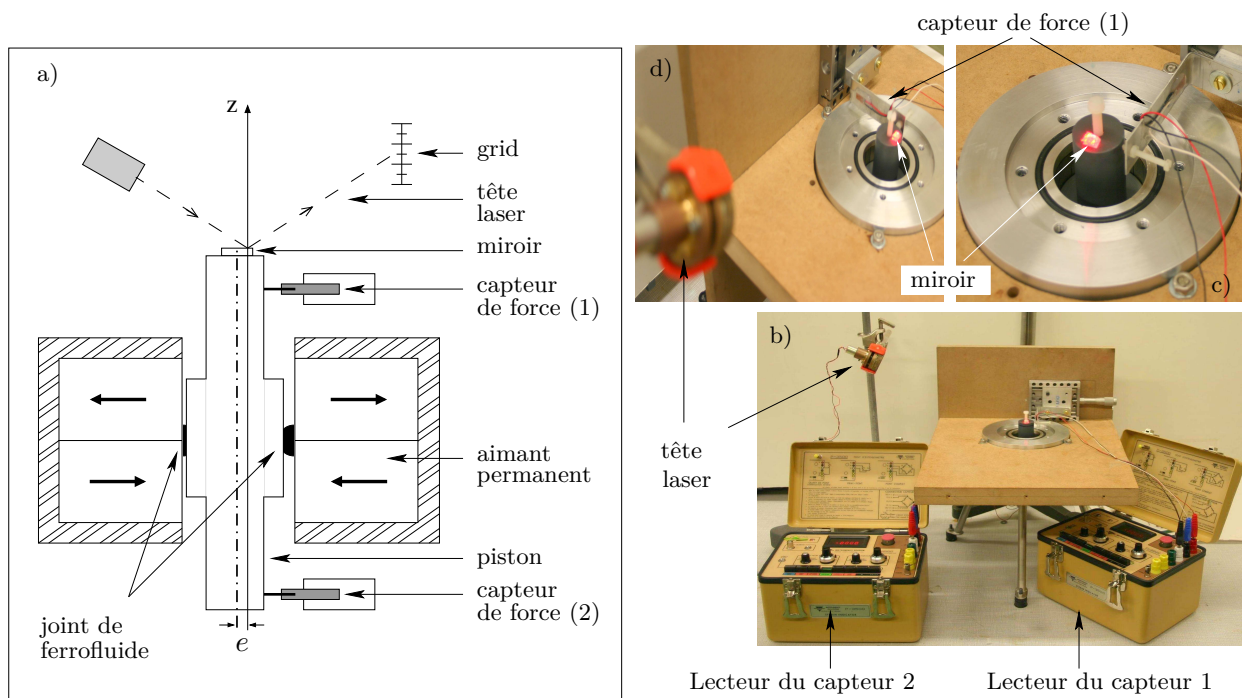


FIGURE 2.1 – Illustration du banc de mesure : a) schéma, b) photographie de l'ensemble du montage, c) zoom sur le point de contact entre le capteur et le piston et d) zoom sur la tête laser.

### 2.2.2 Capteur à jauge de déformation

Le capteur de force pour mesurer ces deux paramètres doit être approprié aux conditions spatiale, magnétique et mécanique dans lesquelles les mesures sont réalisées : il doit être de faible épaisseur, non-magnétique et sensible aux ordres de grandeur des forces à mesurer. Ceci nous a imposé de concevoir notre propre capteur.

Le capteur est présenté à la figure 2.2a. Il utilise des jauges de déformation [66, 67]. Une jauge est collée sur chacune des deux surfaces du corps d'éprouve. La déformation mécanique est déterminée à partir du signal électrique mesuré : plus une jauge s'étire, plus sa résistance augmente.

Le corps d'éprouve est une pièce en aluminium d'épaisseur égale à 1.0 mm en forme de "L". La base, fixée à une table de déplacement micrométrique, fait 58.0 mm par 20.0 mm et la partie qui se déforme fait 75.0 mm par 20.0 mm. Le contact avec le piston est fait par l'intermédiaire d'une vis fixée dans la pièce afin de permettre l'application d'un effort ponctuel sur le piston sans transmission de couple.

Les données de mesure du capteur sont obtenues par la lecture sur le pont d'extensométrie, dont sont représentées par la variable  $\varepsilon$  en  $\mu\text{def}$ . Deux capteurs sont utilisés. Leur étalonnage est réalisé afin de déterminer leur sensibilité par rapport aux deux grandeurs à mesurer. L'étalonnage est réalisé en quatre étapes :

- d'abord, la déformation des capteurs est évaluée en fonction de la force, de façon à obtenir le coefficient  $c_f = \varepsilon/F$ , en  $\text{V/N}$  ;
- dans un deuxième temps, la déformation des capteurs est évaluée par rapport au déplacement

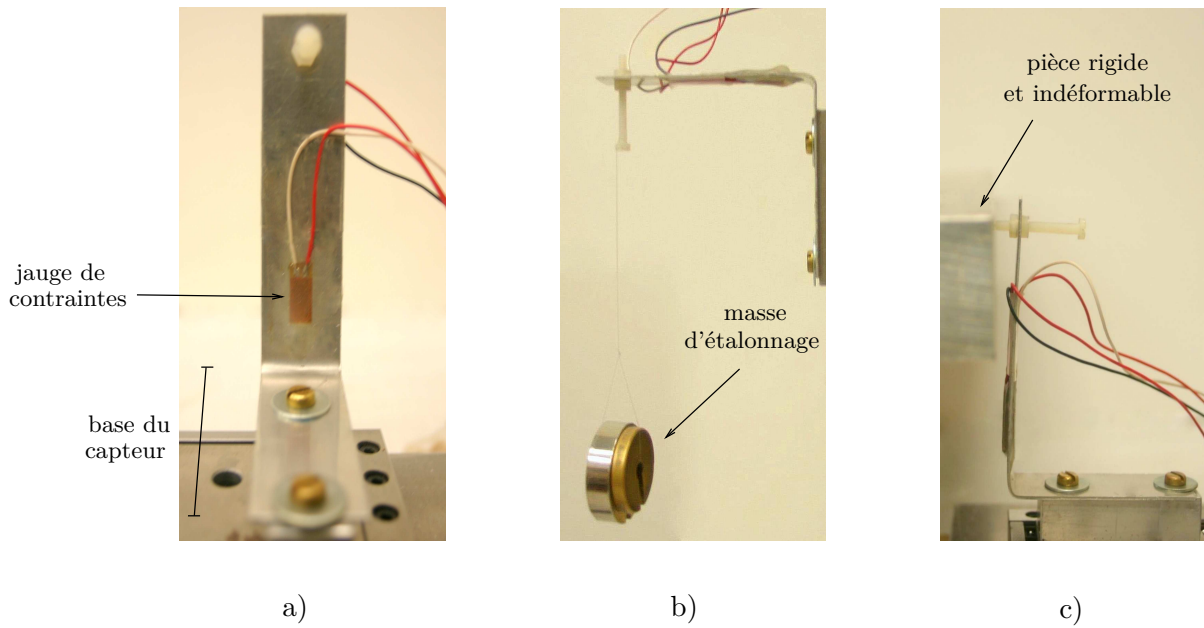


FIGURE 2.2 – Photos du capteur de force conçu : a) jauge sur le capteur, b) déformation du capteur par rapport à la masse et c) déformation par rapport au déplacement de la base du capteur.

afin avoir la sensibilité  $c_d = \varepsilon/d$ , en V/mm ;

- ensuite, le coefficient  $\tilde{c}$  d'étalonnage composé est calculé, en N/mm ;
- enfin, le processus d'étalonnage est fait par la mesure de la raideur d'un ressort calibré.

Dans les sections suivantes, nous déterminons les incertitudes  $\Delta$  des coefficients d'étalonnage de façon à obtenir :  $c_f \pm \Delta c_f$ ,  $c_d \pm \Delta c_d$  et  $\tilde{c} \pm \Delta \tilde{c}$ .

### 2.2.2.1 Étalonnage par rapport à la force

Dans cette section, nous déterminons le coefficient de déformation des deux capteurs (1 et 2) en fonction de la force appliquée, ainsi que les incertitudes correspondantes :  $c_{f1} \pm \Delta c_{f1}$  et  $c_{f2} \pm \Delta c_{f2}$ . La figure 2.2b montre une photographie du montage.

La base du capteur est fixée sur un plan vertical. La surface de déformation est alors parallèle au plan horizontal. À l'état initial, la déformation est nulle. Les mesures  $\varepsilon$  sont obtenues pour différentes valeurs de la masse  $M$  suspendue au capteur.  $n$  valeurs de masse sont utilisées (voir la colonne *ddl* du tableau 2.1). La même séquence de mesure est réalisée deux fois (I et II) pour chaque capteur afin d'analyser la répétabilité. La figure 2.3 présente les données obtenues pour les deux capteurs.

L'incertitude des valeurs expérimentales est déterminée selon la méthode décrite dans la section 1.3.1. Dans ce cas, la variable  $a$  correspond à la force  $F$  et la variable  $b$  aux valeurs de  $\varepsilon$ . Le résultat final est la zone commune entre les deux séquences de mesure. Dans ce cas, la pente minimale de chaque capteur est la valeur maximale des pentes minimales des deux mesures I et II, de même la pente maximale est la valeur minimale des pentes maximales des deux mesures ; la variance résultante est la plus grande des deux variances déterminées :

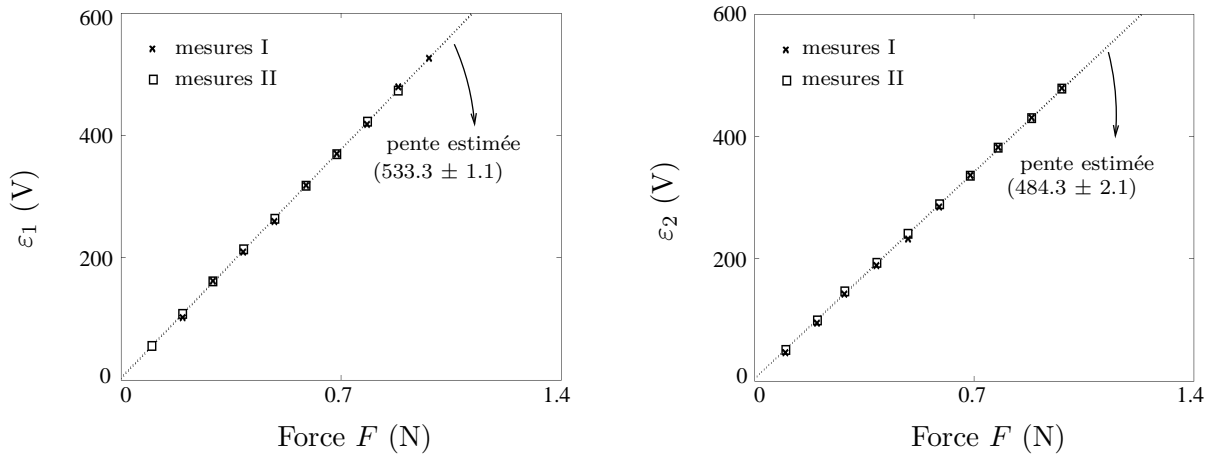


FIGURE 2.3 – Données de mesure et estimation de la pente concernant l'étalonnage par rapport à la force : capteur 1 (à gauche) et capteur 2 (à droite).

mesures	$\bar{p}$	$\Delta p$	$p_{\min}$	$p_{\max}$	$ddl$	$\sigma^2$
$c_{f_{1I}}$	533.7	1.5	532.2	535.2	9	0.6
$c_{f_{1II}}$	533.3	1.1	532.3	534.4	9	0.6
$c_{f_1}$	533.3	1.1	532.3	534.4	18	0.6
$c_{f_{2I}}$	485.3	3.1	482.2	488.4	10	2.8
$c_{f_{2II}}$	485.4	2.9	480.5	486.3	10	2.4
$c_{f_2}$	484.3	2.1	482.2	486.3	20	2.8

TABLE 2.1 – Valeurs en V/N du calcul d'incertitude de l'étalonnage des deux capteurs par rapport à la force  $F$ .

$$p_{\min} = \max [p_{\min I}, p_{\min II}] \quad , \quad p_{\max} = \min [p_{\max I}, p_{\max II}] \quad \text{et} \quad \sigma^2 = \max [\sigma_I^2, \sigma_{II}^2].$$

Les valeurs finales de l'étalonnage par rapport à la force sont donc les suivantes :

$$c_{f_1} = 533.3 \pm 1.1 \text{ V/N (capteur 1) et } c_{f_2} = 484.3 \pm 2.1 \text{ V/N (capteur 2).}$$

Le tableau 2.1 présente tous les paramètres du calcul d'incertitude. La colonne  $ddl$  correspond au nombre  $n$  de points pour les données de mesure et au degré de liberté effectif  $\nu_{eff}$  (Eq. 1.9) pour la valeur finale associée au capteur.

### 2.2.2.2 Étalonnage par rapport au déplacement

De manière analogue, nous déterminons le coefficient de déformation des deux capteurs (1 et 2) en fonction du déplacement, ainsi que les incertitudes correspondantes :  $c_{d_1} \pm \Delta c_{d_1}$  et  $c_{d_2} \pm \Delta c_{d_2}$ .

La figure 2.2c montre une photographie du montage. Dans ce cas, la base du capteur est fixée sur une table de déplacement contrôlé. La tête du capteur est mise en contact avec une surface statique et rigide. A l'état initial, ce contact n'exerce aucun effort sur le capteur et la déformation résultante



mesures	$\bar{p}$	$\Delta p$	$p_{\min}$	$p_{\max}$	$ddl$	$\sigma^2$
$c_{d_{1I}}$	380.2	1.2	379.0	381.4	13	0.7
$c_{d_{1II}}$	381.3	0.0	381.2	381.3	12	0.2
$c_{d_1}$	381.3	0.0	381.2	381.3	25	0.7
$c_{d_{2I}}$	391.4	1.5	389.9	392.9	10	0.7
$c_{d_{2II}}$	393.3	0.7	392.6	393.9	10	0.3
$c_{d_2}$	392.7	0.2	392.6	392.9	20	0.7

TABLE 2.2 – Valeurs en V/mm du calcul d’incertitude de l’étalonnage des deux capteurs par rapport au déplacement  $d$ .

est nulle. Ensuite, nous appliquons un déplacement  $d$  connu à la table de déplacement qui provoque une déformation du capteur. Une valeur de  $\varepsilon$  est mesurée pour chaque déplacement  $d$ . Un nombre  $n$  de points de mesure est obtenu (voir la colonne  $ddl$  du tableau 2.2). La même séquence de mesure est réalisée deux fois (I et II) pour chaque capteur afin d’évaluer la répétabilité des mesures. La figure 2.4 montre les données obtenues pour les deux capteurs.

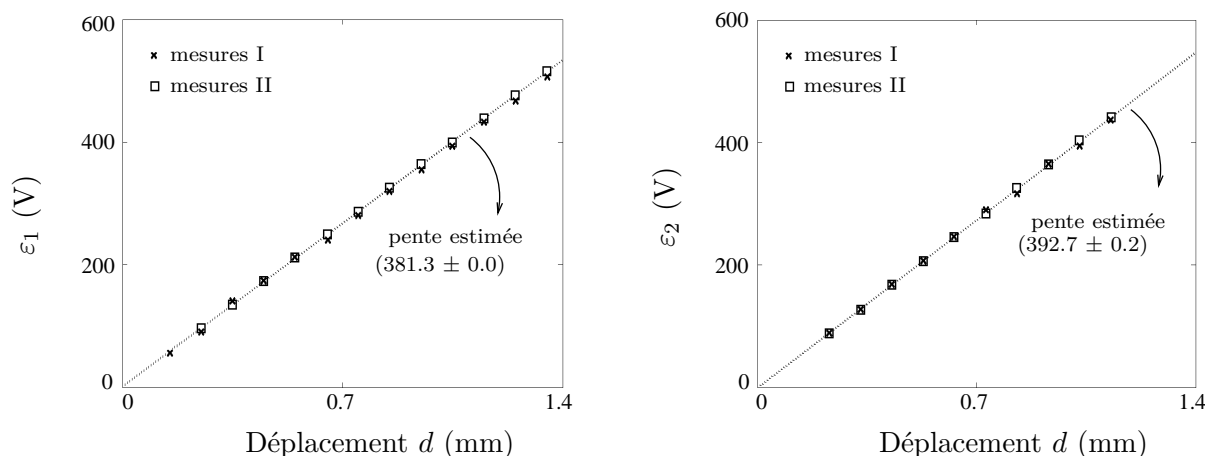


FIGURE 2.4 – Données de mesure et estimation de la pente de l’étalonnage par rapport au déplacement : capteur 1 (à gauche) et capteur 2 (à droite).

L’incertitude des mesures est déterminée selon la procédure décrite dans la section 1.3.1. La variable  $a$  correspond au déplacement  $d$  et la variable  $b$  aux valeurs de  $\varepsilon$ . La zone commune entre les deux séquences de mesure correspond au résultat final d’incertitude. Les valeurs de l’étalonnage par rapport au déplacement sont ainsi obtenues :

$$c_{d_1} = 381.25 \pm 0.03 \text{ V/mm (capteur 1) et } c_{d_2} = 392.75 \pm 0.18 \text{ V/mm (capteur 2).}$$

Dans ce cas, les valeurs sont données avec deux chiffres après la virgule afin de montrer l’ordre de précision associé aux capteurs. La tableau 2.2 présente tous les paramètres du calcul d’incertitude.

coefficient	$\bar{p}$	$\Delta p$	$p_{min}$	$p_{max}$	$ddl$	$\sigma^2$
$\tilde{c}_1$	0.715	0.004	0.711	0.719	19	$3 \cdot 10^{-6}$
$\tilde{c}_2$	0.811	0.007	0.804	0.818	19	$11 \cdot 10^{-6}$

TABLE 2.3 – Valeurs en N/mm du calcul d'incertitude de l'étalonnage composé des deux capteurs.

### 2.2.2.3 Étalonnage composé

Puisque les étalonnages par rapport à la force  $c_f$ , en V/N, et par rapport au déplacement  $c_d$ , en V/mm, sont réalisés de manière indépendante, dans un troisième temps nous calculons le taux de déformation des capteurs en fonction de la force appliquée. Par l'étalonnage composé de ces deux grandeurs, la valeur moyenne des coefficients  $\tilde{c}$  est obtenue :

$$\tilde{c} = \frac{c_d}{c_f} \Rightarrow \tilde{c}_1 = \frac{381.252}{533.337} = 0.715 \text{ N/mm} \quad ; \quad \tilde{c}_2 = \frac{392.747}{484.255} = 0.811 \text{ N/mm}. \quad (2.2)$$

L'incertitude  $\Delta\tilde{c}$  est déterminée selon les calculs décrits à la section 1.3.2. Dans ce cas, la fonction  $f$  de base est associée à la première équation 2.2, où la variable  $a$  correspond au coefficient obtenu par rapport au déplacement  $c_d$  et la variable  $b$  au coefficient obtenu par rapport à la force  $c_f$ . Le calcul de la variance  $\sigma_{\tilde{c}}^2$  associée au capteur 1 est présenté en prenant en compte de deux entrées  $x_i$  :

$$\sigma_{\tilde{c}_1}^2 = \left( \frac{\partial \tilde{c}_1}{\partial c_{d1}} \sigma_{c_{d1}} \right)^2 + \left( \frac{\partial \tilde{c}_1}{\partial c_{f1}} \sigma_{c_{f1}} \right)^2 = \left( \frac{1}{c_{f1}} \sigma_{c_{d1}} \right)^2 + \left( \frac{-c_{d1}}{c_{f1}^2} \sigma_{c_{f1}} \right)^2 = 3 \cdot 10^{-6} \text{ (N/mm)}^2. \quad (2.3)$$

Le nombre effectif de degrés de liberté  $\nu_{eff}$  est calculé pour le capteur 1 selon l'équation 1.9. Avec les termes  $\sigma_{c_{f1}}^2$  et  $\sigma_{c_{d1}}^2$  issus des tableaux 2.1 et 2.2, on obtient :

$$\nu_{eff\tilde{c}_1} = \frac{(\sigma_{c_{f1}}^2 + \sigma_{c_{d1}}^2)^2}{\frac{\sigma_{c_{f1}}^4}{n_{c_{f1}}-1} + \frac{\sigma_{c_{d1}}^4}{n_{c_{d1}}-1}} = \frac{(0.64 + 0.65)^2}{\frac{0.64^2}{18-1} + \frac{0.65^2}{25-1}} = 19.91, \quad (2.4)$$

soit,  $\nu_{eff\tilde{c}_1} = 19$ .

Le facteur d'élargissement correspondant à cette valeur dans le tableau de *Student* (voir Annexe B) est égal à  $t_{0.95}(\nu_{eff\tilde{c}_1}) = 2.09$ . L'incertitude de l'étalonnage composé pour le capteur 1 peut ainsi être estimée à partir de l'équation 1.10 :

$$\Delta \tilde{c}_1 = t_{0.95}(\nu_{eff\tilde{c}_1}) \sqrt{\sigma_{\tilde{c}_1}^2} = 2.09 \sqrt{3 \cdot 10^{-6}} = 0.004 \text{ N/mm}. \quad (2.5)$$

L'incertitude  $\Delta\tilde{c}_2$  associée au capteur 2 est calculée de manière analogue. Le tableau 2.3 présente les paramètres du calcul d'incertitude des deux capteurs.

Le processus d'étalonnage est ensuite validé par la mesure de la raideur d'un ressort standard dont l'élongation en fonction de la force appliquée est connue (fig. 2.5). Les résultats obtenus expérimentalement par les capteurs 1 et 2 sont respectivement :  $k_{1res} = 35.2 \pm 0.6 \text{ N/m}$  et  $k_{2res} = 32.7 \pm 0.3 \text{ N/m}$ . Ils sont cohérents avec la valeur caractéristique du ressort :  $k_{ressort} = 33.5 \pm 2.5 \text{ N/m}$ .

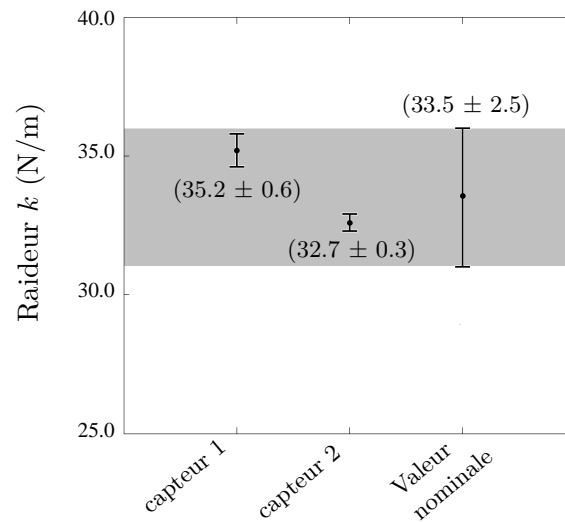


FIGURE 2.5 – Validation de l'étalonnage des capteurs : valeurs mesurées par rapport à la valeur nominale (standard).

## 2.3 Résultats expérimentaux

Cette section présente les résultats obtenus au cours de l'étude expérimentale de la rigidité d'un joint ferrofluide. Elle est divisée en trois parties.

Dans un premier temps nous présentons la détermination de la force  $F$ , en N, et du déplacement  $e$ , en mm, ainsi que leur incertitude. Les valeurs sont mesurées en présence d'un joint composé du ferrofluide APGW05 de volume  $vol=105 \text{ mm}^3$  afin d'illustrer nos propos sur un exemple. La méthodologie décrite à la section 1.3.3 est appliquée à la détermination expérimentale de la raideur.

Dans un deuxième temps, la variation de l'amplitude de la raideur en fonction du volume du joint est présentée.

Enfin, la variation de la raideur est étudiée en fonction de la saturation magnétique du ferrofluide. Dans ce cas, les résultats de mesure de deux échantillons de ferrofluide de même viscosité et de saturations magnétiques différentes sont confrontés.

### 2.3.1 Amplitude de la force

Au cours de l'expérimentation, les valeurs de mesure  $\varepsilon$ , en V, des deux capteurs sont obtenues en fonction du déplacement  $d$  imposé. Les forces  $F_i$  en N, qui s'exercent sur chacun des capteurs, sont déterminées en divisant les valeurs de mesure par le coefficient d'étalonnage :

$$F_1 = \frac{\varepsilon_1}{c_{f_1}} \quad , \quad F_2 = \frac{\varepsilon_2}{c_{f_2}}. \quad (2.6)$$

L'incertitude  $\Delta F$  associée à chaque point de mesure est calculée selon la séquence décrite à la section 1.3.2. Afin de montrer un exemple de procédure, nous présenterons ci-dessous les calculs associés au capteur 1. L'équation de base qui représente la force mesurée par le capteur est donnée

$F$	37.9	69.6	95.5	119.3	153.1	180.9
$\Delta F$	3.2	3.2	3.2	3.2	3.2	3.2

TABLE 2.4 – Valeurs en  $10^{-3}$  N de la force totale des deux capteurs pour le cas d'un joint composé du ferrofluide APGW05 de volume  $105 \text{ mm}^3$  (répétabilité I).

par l'équation 2.6. À partir de l'équation 1.8, nous pouvons déterminer la variance associée :

$$\sigma_{F_1}^2 = \left( \frac{1}{c_{f_1}} \frac{\Delta \varepsilon_1}{\sqrt{3}} \right)^2 + \left( \frac{-\varepsilon_1}{c_{f_1}^2} \sigma_{c_{f_1}} \right)^2 = \left( \frac{1}{533.3} \frac{1.0}{\sqrt{3}} \right)^2 + \left( \frac{-\varepsilon_1}{533.3^2} \sqrt{0.6} \right)^2. \quad (2.7)$$

Le terme  $\Delta \varepsilon_1$  est égal à 1.0 V, qui correspond à la plus petite lecture de l'affichage du pont de jauge de déformation. Il fait partie d'une composante d'incertitude du type B, associée à la caractéristique de l'instrument de mesure. Pour composer l'écart-type  $\sigma_{\varepsilon_1}$ , ce terme est divisé par un facteur  $\sqrt{3}$  d'après la loi rectangulaire de probabilité. La variance  $\sigma_{F_2}^2$  par rapport à la mesure de la force  $F_2$  est déterminée de manière analogue.

La force de rappel totale est obtenue en faisant la somme des deux composantes de mesure  $F = F_1 + F_2$ , ainsi la variance totale vaut  $\sigma_F^2 = \sigma_{F_1}^2 + \sigma_{F_2}^2$ . Le nombre de degrés de liberté effectifs correspondant est alors déterminé selon l'équation 1.9, en prenant en compte toutes les entrées  $x_i$  qui composent la force  $F$  :

$$\nu_{eff_F} = \frac{(\sigma_{F_1}^2 + \sigma_{F_2}^2)^2}{\frac{\sigma_{c_{f_1}}^4}{\nu_{c_{f_1}}} + \frac{\sigma_{\varepsilon_1}^4}{\nu_{\varepsilon_1}} + \frac{\sigma_{c_{f_2}}^4}{\nu_{c_{f_2}}} + \frac{\sigma_{\varepsilon_2}^4}{\nu_{\varepsilon_2}}} = \frac{(\sigma_{c_{f_1}}^2 + \sigma_{\varepsilon_1}^2 + \sigma_{c_{f_2}}^2 + \sigma_{\varepsilon_2}^2)^2}{\frac{\sigma_{c_{f_1}}^4}{n_{c_{f_1}}-1} + 0 + \frac{\sigma_{c_{f_2}}^4}{n_{c_{f_2}}-1} + 0} \quad (2.8)$$

soit,

$$\nu_{eff_F} = \frac{(0,64 + (1/\sqrt{3})^2 + 2,82 + (1/\sqrt{3})^2)^2}{\frac{0,64^2}{18-1} + \frac{2,82^2}{20-1}} = 38,53. \quad (2.9)$$

On prend  $\nu_{eff_F} = 38$ .

Le facteur d'élargissement correspondant à la valeur de  $\nu_{eff_F}$  dans le tableau de *Student* (voir Annexe B) est égal à  $t_{0,95} = 1.96$ . L'incertitude sur la force est finalement déterminée selon l'équation 1.10 :

$$\Delta F = 1.96 \sqrt{\sigma_F^2}. \quad (2.10)$$

Le tableau 2.4 présente les valeurs finales de dispersion  $F \pm \Delta F$  pour chaque point de mesure.

### 2.3.2 Amplitude du déplacement

Dans cette section, nous décrivons les calculs qui permettent de déterminer le déplacement  $e$  du piston à l'aide du banc de mesure, ainsi que son incertitude  $\Delta e$ .

L'expérience commence avec le piston centré par rapport aux anneaux magnétiques du moteur. Les capteurs sont en contact avec le piston mais sans exercer d'effort sur lui. Quand un déplacement  $d$  est appliqué à la base du capteur, ce mouvement se décompose en deux parties (voir figure 2.6) :

- une partie  $g$  qui est associée à la déformation du capteur et qui permet d'obtenir la force  $F$  mesurée en utilisant le coefficient d'étalonnage  $\tilde{c}$ ,

$$g = \frac{F}{\tilde{c}}, \quad (2.11)$$

- et une deuxième partie  $e$ , qui correspond au déplacement du piston à l'intérieur du moteur :

$$e = d - g. \quad (2.12)$$

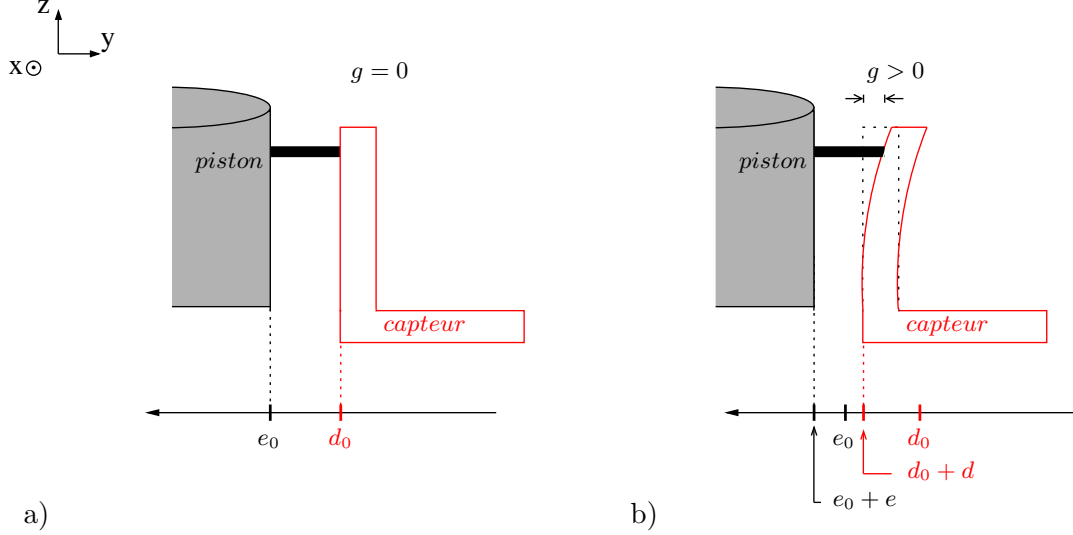


FIGURE 2.6 – Déplacement  $e$  du piston en fonction du déplacement  $d$  de la base du capteur : a) condition initiale et b) condition de mesure.

Dans un premier temps, nous déterminons la variance  $\sigma_g^2$ , en  $\text{mm}^2$ , associée à la déformation du capteur selon l'équation 1.8. Les calculs pour le capteur 1 sont :

$$\sigma_{g_1}^2 = \left( \frac{\partial g_1}{\partial F_1} \sigma_{F_1} \right)^2 + \left( \frac{\partial g_1}{\partial \tilde{c}_1} \sigma_{\tilde{c}_1} \right)^2 = \left( \frac{1}{\tilde{c}_1} \frac{\Delta_{bal}}{\sqrt{3}} \right)^2 + \left( \frac{-F_1}{\tilde{c}_1^2} \sigma_{\tilde{c}_1} \right)^2 \quad (2.13)$$

soit,

$$\sigma_{g_1}^2 = \left( \frac{1}{0.715} \frac{10^{-3}}{\sqrt{3}} \right)^2 + \left( \frac{-F_1}{0.715^2} \sqrt{3} 10^{-6} \right)^2. \quad (2.14)$$

La variance de  $g_1$  est exprimée en fonction des valeurs mesurées de  $F_1$ . Le terme  $\Delta_{bal} = 0.1 \text{ g} \simeq 10^{-3} \text{ N}$  est une composante d'incertitude de type B qui correspond au plus petit affichage de la balance électronique utilisée pour mesurer les masses lors de l'étalonnage par rapport à la force du capteur (section 2.2.2.1).

Dans un deuxième temps, la variance correspondant au déplacement  $d$  de la base du capteur est estimée. Comme décrit à la section 2.2.1, la base du capteur est fixé sur une table de déplacement. Son incertitude est alors du type B et elle est associée au niveau de précision de la table :  $10^{-2} \text{ mm}$ . Ainsi, lorsqu'on ajuste le pas du déplacement, l'incertitude résultante est au maximum la moitié de l'affichage :  $\Delta_{tab} = 0.5 10^{-2} \text{ mm}$ . La variance du déplacement  $d$  associé au capteur 1 est équivalent à :

$$\sigma_{d_1}^2 = \left( \frac{\Delta_{tab_1}}{\sqrt{3}} \right)^2 = 8.3 10^{-6}. \quad (2.15)$$

$e$	15.5	34.9	58.2	82.7	100.8	122.7
$\Delta e$	4.1	4.1	4.1	4.2	4.1	4.1

TABLE 2.5 – Valeurs en  $10^{-3}$  mm du déplacement du piston à l'intérieur du banc de mesure pour le cas d'un joint composé du ferrofluide APGW05 de volume  $105 \text{ mm}^3$  (répétabilité I).

Dans un troisième temps, nous déterminons la variance du déplacement  $e$  du piston (Eq. 2.12) en prenant en compte les deux variances calculées précédemment. Les calculs sont réalisés en utilisant l'équation 1.8 :

$$\sigma_{e_1}^2 = \left( \frac{\partial e_1}{\partial d_1} \sigma_{d_1} \right)^2 + \left( \frac{\partial e_1}{\partial \tilde{g}_1} \sigma_{g_1} \right)^2 = (\sigma_{d_1})^2 + (-\sigma_{g_1})^2. \quad (2.16)$$

Finalement, l'incertitude  $\Delta e$  du déplacement du piston est calculée. Son déplacement est égal à la valeur moyenne de la distance effectuée par les deux capteurs :

$$e = \frac{e_1 + e_2}{2}. \quad (2.17)$$

La variance totale associée au déplacement  $e$  correspond à :

$$\sigma_e^2 = \left( \frac{\partial e}{\partial e_1} \sigma_{e_1} \right)^2 + \left( \frac{\partial e}{\partial e_2} \sigma_{e_2} \right)^2 = \frac{\sigma_{e_1}^2 + \sigma_{e_2}^2}{2}. \quad (2.18)$$

Le degré de liberté effectif  $\nu_{eff_e}$  correspondant vaut :

$$\nu_{eff_e} = \frac{(\sigma_{c_1}^2 + \sigma_{F_1}^2 + \sigma_{d_1}^2 + \sigma_{c_2}^2 + \sigma_{F_2}^2 + \sigma_{d_2}^2)^2}{\frac{\sigma_{c_1}^4}{n_{c_1}-1} + 0 + 0 + \frac{\sigma_{c_2}^4}{n_{c_2}-1} + 0 + 0} \quad (2.19)$$

$$= \frac{\left( \sigma_{c_1}^2 + \sigma_{c_2}^2 + \left( \frac{\Delta_{bal}}{\sqrt{3}} \right)^2 + \left( \frac{\Delta_{bal}}{\sqrt{3}} \right)^2 + \left( \frac{\Delta_{tab_1}}{\sqrt{3}} \right)^2 + \left( \frac{\Delta_{tab_2}}{\sqrt{3}} \right)^2 \right)^2}{\frac{\sigma_{c_1}^4}{n_{c_1}-1} + \frac{\sigma_{c_2}^4}{n_{c_2}-1}} \quad (2.20)$$

soit,

$$\nu_{eff_e} = \frac{\left( 3 \cdot 10^{-6} + 11 \cdot 10^{-6} + \left( \frac{10^{-3}}{\sqrt{3}} \right)^2 + \left( \frac{10^{-3}}{\sqrt{3}} \right)^2 + \left( \frac{5 \cdot 10^{-3}}{\sqrt{3}} \right)^2 + \left( \frac{5 \cdot 10^{-3}}{\sqrt{3}} \right)^2 \right)^2}{\frac{(3 \cdot 10^{-6})^2}{19-1} + \frac{(11 \cdot 10^{-6})^2}{19-1}} = 136.48. \quad (2.21)$$

On prend  $\nu_{eff_e} = 136$ .

Le facteur d'élargissement correspondant à cette valeur de  $\nu_{eff_e}$  dans le tableau de *Student* (voir Annexe B) est égal à  $t_{0.95} = 1.96$ . L'incertitude du déplacement du piston est donc :

$$\Delta e = 1.96 \sigma_e. \quad (2.22)$$

Dans le tableau 2.5 sont présentées les valeurs finales  $e \pm \Delta e$  et les variances associées pour chaque point de mesure.

La figure 2.7 présente une illustration des résultats obtenus où la longueur des rectangles correspond à la dispersion de chaque mesure par rapport au déplacement et la hauteur des rectangles représente la dispersion par rapport à la force mesurée.

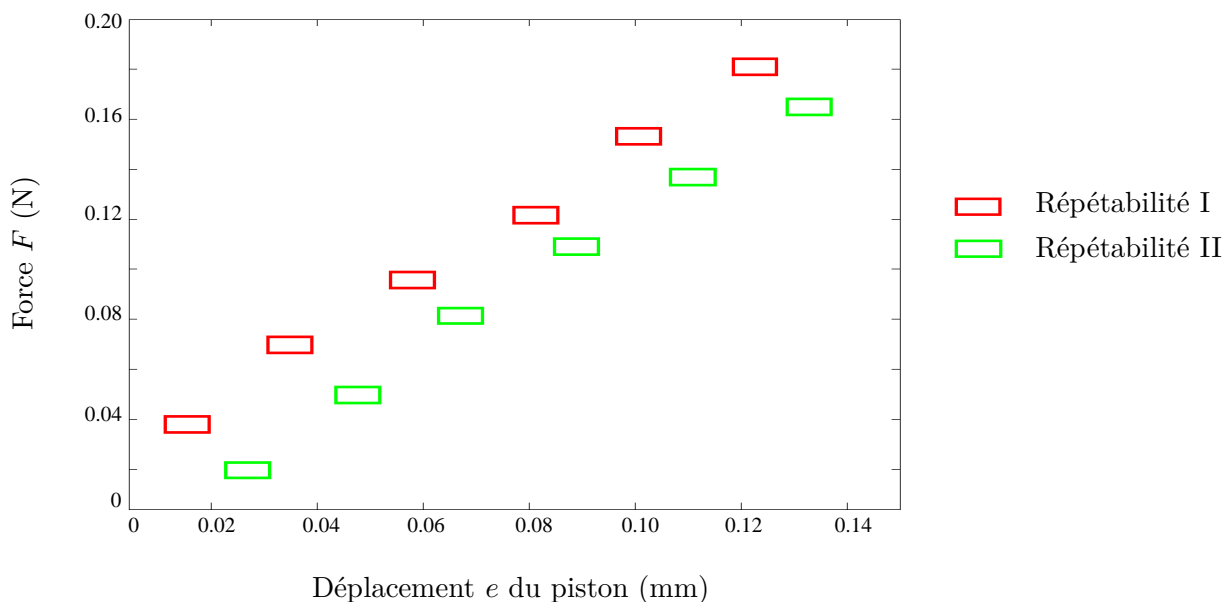


FIGURE 2.7 – Rectangle d’incertitude des points de mesure avec l’APGW05 de volume  $105 \text{ mm}^3$ .

### 2.3.3 Résultats obtenus pour la raideur radiale

La détermination de la raideur radiale est réalisée à partir des rectangles d’incertitude obtenus à la section précédente. La méthodologie est décrite à la section 1.3.3. Pour chaque séquence de mesure, les droites des pentes extrêmes qui passent par tous les rectangles d’incertitude sont tracées. La figure 2.8 montre les résultats obtenus pour les deux ensembles de mesure (I et II) avec le joint de ferrofluide APGW05 de volume  $vol = 105 \text{ mm}^3$ .

Les pentes maximale et minimale des droites extrêmes définissent l’intervalle d’incertitude de la raideur expérimentale associée à chaque séquence de mesure :

- dispersion I : les valeurs de  $k_{rI}$ , en N/mm, sont comprises entre  $[1.8 - 2.3]$  ;
- dispersion II : les valeurs de  $k_{rII}$ , en N/mm, sont comprises entre  $[1.7 - 2.3]$ .

La valeur moyenne de la raideur et son incertitude sont finalement présentées par l’intervalle commun entre les deux ensembles de dispersion :

$$k_r = 2.0 \pm 0.3 \text{ N/mm.}$$

Le résultat obtenu est cohérent avec la raideur radiale d’un joint de ferrofluide déterminée par calcul numérique présenté en [55].

### 2.3.4 Raideur en fonction du volume du joint

La méthodologie décrite dans les sections précédentes pour déterminer la raideur radiale d’un joint de ferrofluide est utilisée pour évaluer les résultats par rapport à la caractéristique du joint. Dans ce cas, l’influence du volume de joint est analysée. Cinq volumes de joint sont utilisés : 105, 165, 188, 243 et  $295 \text{ mm}^3$ . Le ferrofluide est l’APGW05. La figure 2.9 présente les résultats expérimentaux

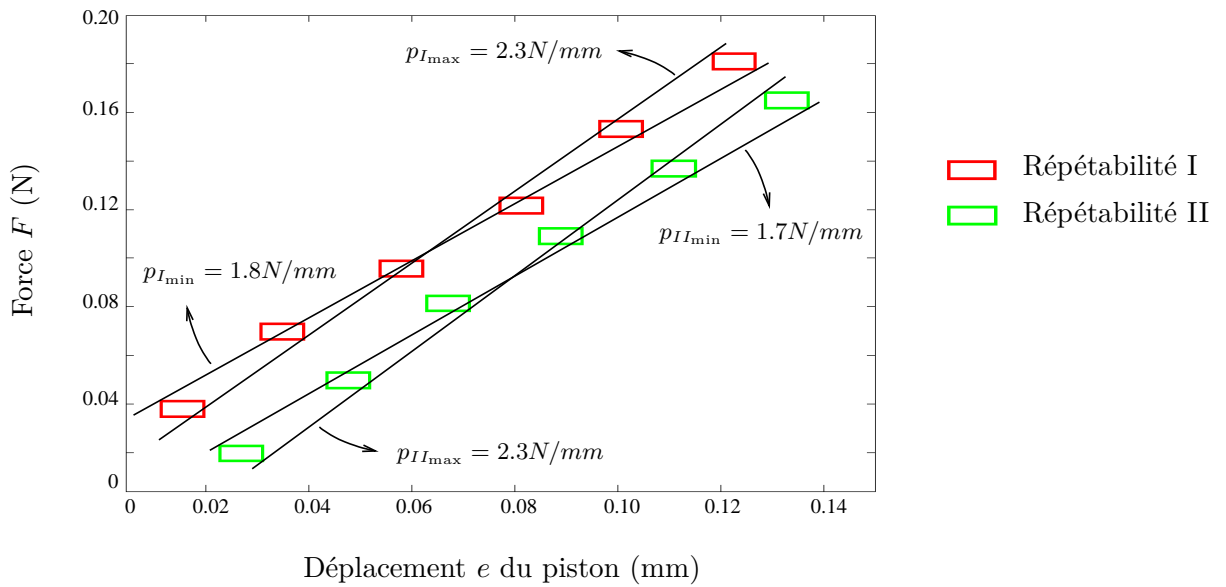


FIGURE 2.8 – Détermination graphique de la raideur radiale expérimentale d'un joint de ferrofluide.

obtenus. Les valeurs correspondantes au cas du volume le plus faible sont celles déterminées à la section précédente.

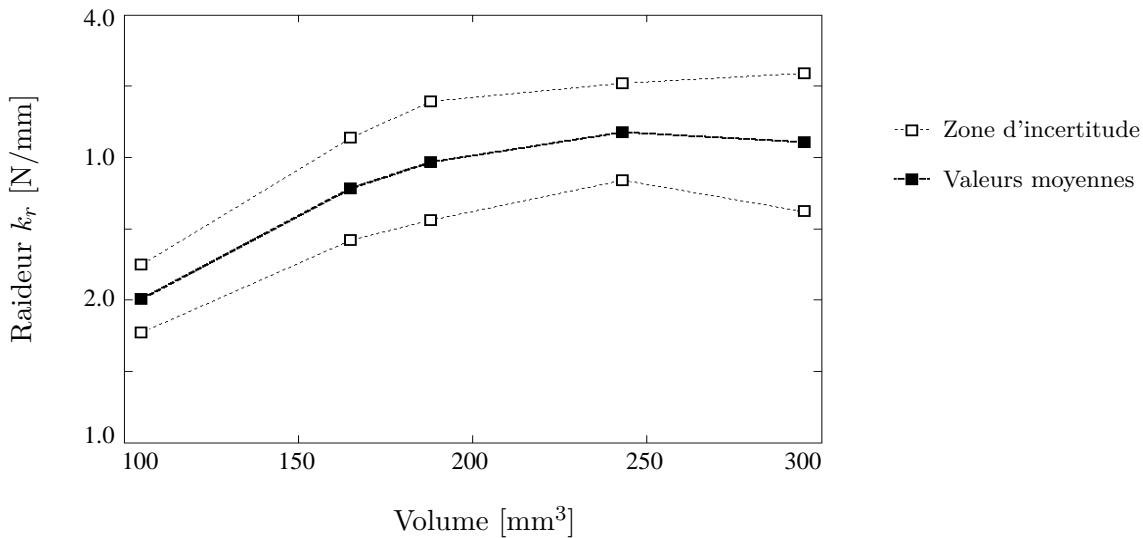


FIGURE 2.9 – Variation de la raideur radiale statique d'un joint annulaire du ferrofluide APGW05 en fonction de son volume. Incertitudes évaluées avec un taux de confiance de 95%.

Les résultats montrent que la raideur radiale augmente avec le volume du joint. Cette croissance est vérifiée jusqu'à un niveau limite défini par un volume maximum  $vol_M$ . Au delà de cette limite, la raideur associée à la variation du volume n'est plus significative. Ce phénomène peut être interprété par une modification du comportement du ferrofluide à cause de la forme du champ magnétique à l'intérieur du banc de mesure. Pour le moteur magnétique utilisé, le volume limite du joint composé du ferrofluide APGW05 équivaut à  $vol_{M_{W05}} \simeq 230 \text{ mm}^3$ .



Comme décrit à la section 1.1.2, le ferrofluide est attiré dans la région où le gradient du champ magnétique  $\nabla(H)$  est le plus fort. Dans le banc de mesure, cette région correspond à la zone axiale (axe  $z$ ) entre deux couronnes d'aimant permanent. La figure 2.10a montre les lignes de niveau du gradient du champ magnétique dans cette région. Présentées par Ravaud [10, 55], les lignes sont caractérisées par une forme elliptique. En rouge se situe la zone où le gradient est le plus important : elle correspond à la frontière entre les deux couronnes. Ainsi, lorsqu'un volume de ferrofluide est introduit dans le moteur du haut-parleur, il va occuper les zones de plus fort gradient de champ, comme le montre la séquence b)-c)-d) de la figure 2.10.

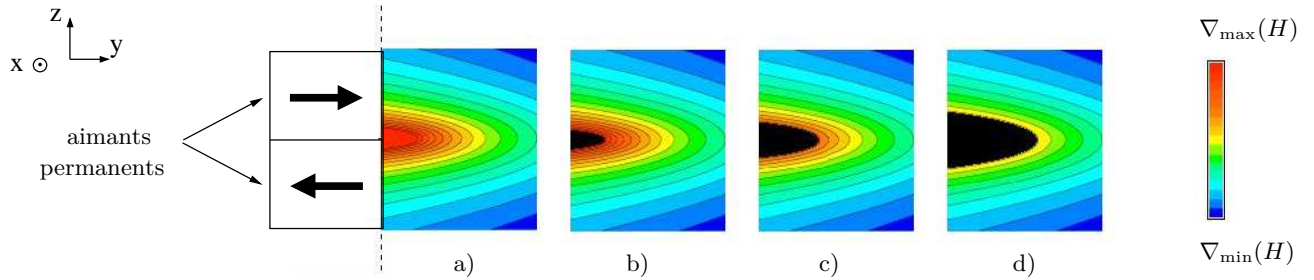


FIGURE 2.10 – Remplissage du ferrofluide dans le banc de mesure selon son augmentation de volume : a) sans ferrofluide  $vol_0 = 0$ , b)  $vol_1 > vol_0$ , c)  $vol_2 > vol_1$  et d)  $vol_3 > vol_2$ .

De cette manière, le jeu existant dans le banc de mesure entre les parties statique et mobile est caractérisé par un champ magnétique dont le gradient est spatialement distribué comme illustré sur la figure 2.11a. Lorsqu'un volume  $vol_1$  de ferrofluide est ajouté, il se crée une zone de pression sur la surface du piston, représentée par les flèches rouges sur la figure 2.11b. Comme le piston est initialement centré par rapport au moteur, le champ magnétique radial autour de lui est homogène, par conséquent les efforts exercés par le joint sont radialement symétriques. La force résultante est nulle.

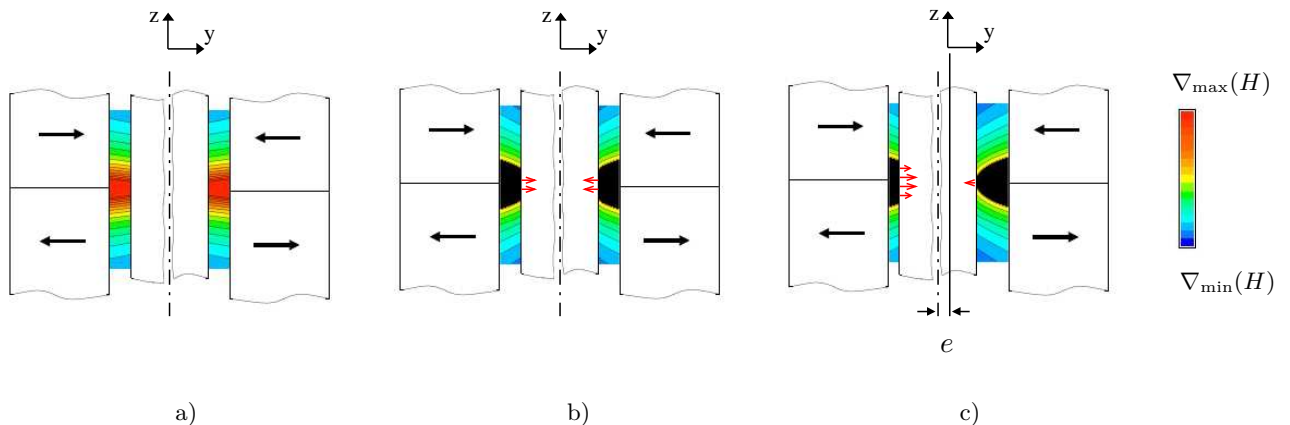


FIGURE 2.11 – Illustration des efforts exercés par le joint (flèches en rouge) : a) sans fluide, b) avec un volume donné  $vol_1$  de ferrofluide sans décentrage du piston et c) à la condition décentrée.

Lorsque le piston se déplace de la position centrale, un déséquilibre d'efforts apparaît (Fig. 2.11c).

Le gradient du champ magnétique autour du piston n'est plus homogène et en conséquence, la zone de pression exercée par le ferrofluide sur le piston n'est plus symétrique radialement. Cette différence de force se traduit sous la forme d'une raideur radiale du joint.

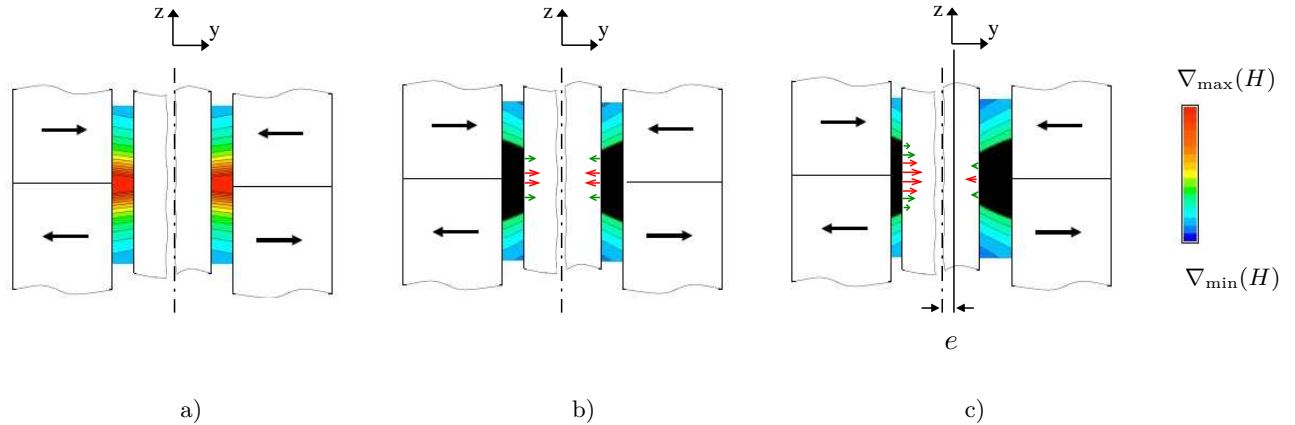


FIGURE 2.12 – Illustration des efforts exercés par le joint (en vert, les flèches associées à  $\delta vol$ ) : a) sans fluide, b) avec un volume  $vol_2 > vol_1$  de ferrofluide sans décentrage du piston et c) à la condition décentrée.

La figure 2.12 présente la même représentation schématique mais dans le cas d'un volume de joint  $vol_2 > vol_1$ . Dans ce cas, la nouvelle quantité de volume  $\delta vol$  va remplir la région disponible de plus fort gradient, comme montre la figure 2.12b. Cependant, par rapport à la zone déjà occupée par le  $vol_1$  (Fig. 2.11b), le gradient du champ magnétique est plus faible. Les flèches rouges représentent les efforts associés au volume initial  $vol_1$  et les flèches vertes, celles correspondantes à  $\delta vol$ , de plus faible intensité. Lorsque le piston se déplace (Fig. 2.12c), l'effort  $\delta F$  associé à  $\delta vol$  est proportionnel à ce plus faible niveau du gradient. Ainsi, l'augmentation de raideur radiale en fonction du volume du joint est significative tant que le gradient  $\nabla H$  est significatif. À partir du volume  $vol_M$  de ferrofluide, la raideur n'augmente plus significativement.

### 2.3.5 Raideur en fonction de la saturation magnétique du ferrofluide

Dans cette section, l'influence du niveau de la saturation magnétique  $J$  sur la raideur radiale d'un joint de ferrofluide, est analysée. Deux échantillons de ferrofluide sont utilisés :

- APGW05 :  $J_{W05} = 32 \pm 3.2 \text{ k.A.m}^{-1}$ ,
- APGL12 :  $J_{L12} = 18 \pm 1.8 \text{ k.A.m}^{-1}$ .

Les deux échantillons sont caractérisés par le même niveau de viscosité  $\eta_0 = 0.5 \text{ Pa.s}$ . La figure 2.13 présente les résultats expérimentaux obtenus. Les valeurs correspondant à l'APGW05 sont celles discutées dans la section précédente.

On remarque que la raideur radiale du joint augmente avec la saturation magnétique. On remarque également que le volume limite associé à la raideur maximale d'un joint varie en fonction de la propriété magnétique du ferrofluide. Pour le cas du ferrofluide APGL12, cette limite se produit apparemment vers  $vol_{M_{W05}} \simeq 300 \text{ mm}^3$ .

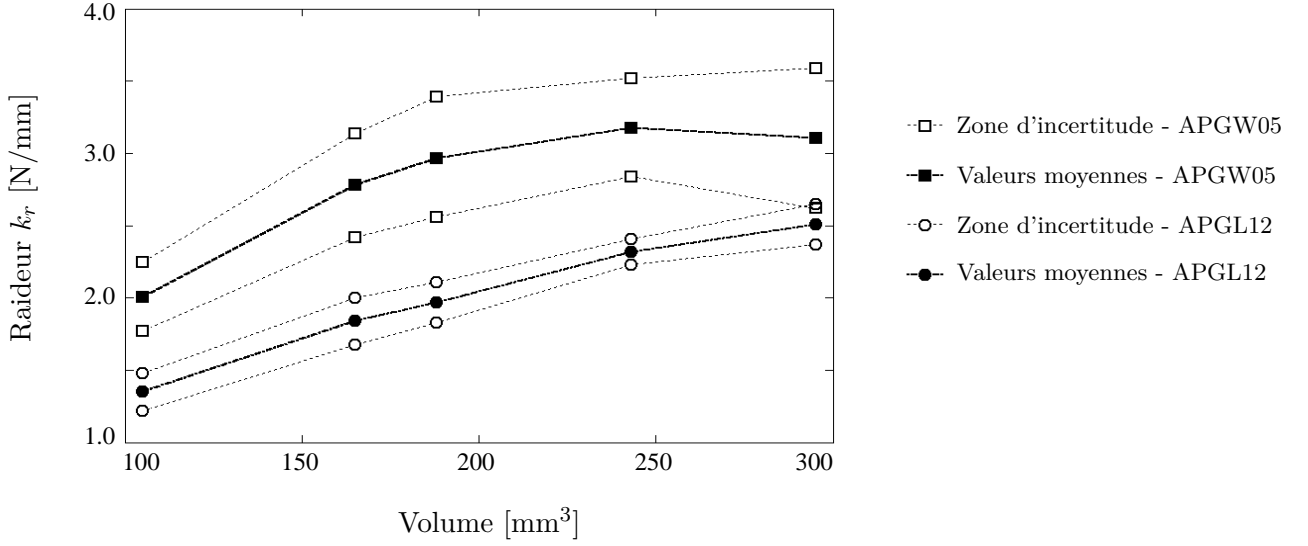


FIGURE 2.13 – Influence de la saturation magnétique sur la raideur radiale statique d'un joint annulaire de ferrofluide.

Nous avons recherché une relation entre la raideur du joint et la saturation magnétique du ferrofluide :

$$R = \frac{R_K}{R_J} \pm \Delta R. \quad (2.23)$$

Le numérateur correspond au rapport entre la raideur obtenue des deux échantillons évalués,  $R_K = \frac{k_{W05}}{k_{L12}}$ . Le dénominateur représente le rapport entre leur propriété magnétique,  $R_J = \frac{J_{W05}}{J_{L12}}$ .

De l'équation 1.8 on obtient l'expression analytique de la variance associée au terme de raideur :

$$\sigma_{R_k}^2 = \left( \frac{1}{k_{L12}} \sigma_{k_{W05}} \right)^2 + \left( \frac{k_{W05}}{k_{L12}^2} \sigma_{k_{L12}} \right)^2, \quad (2.24)$$

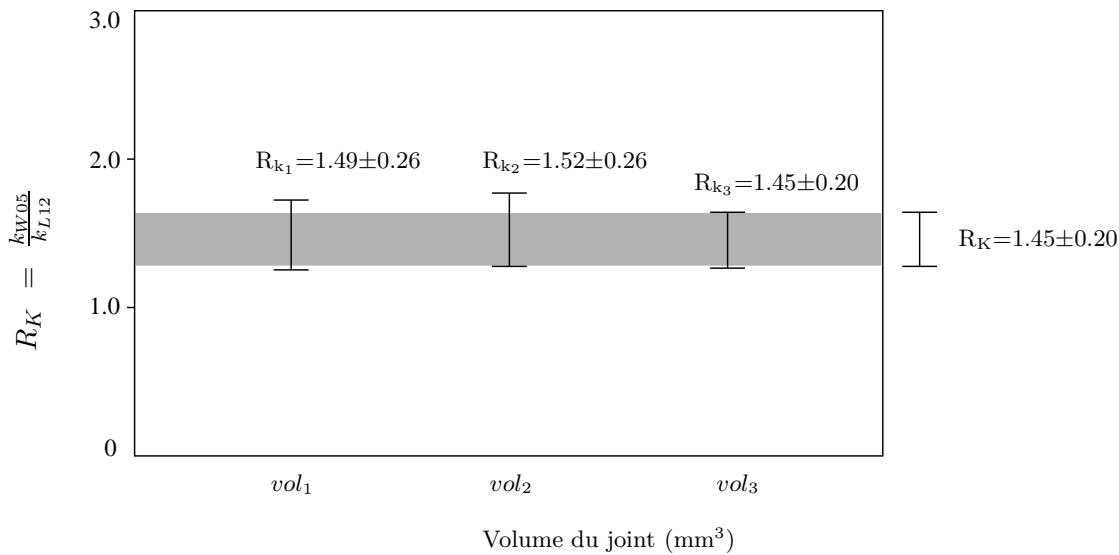
où la variance de chaque échantillon est donnée par  $\sigma_k = \Delta k / \sqrt{3}$ . Les valeurs des raideurs sont issues des courbes de la figure 2.13 pour chacun des volumes analysés. L'analyse n'est faite que pour les trois premiers volumes, zone du graphique où la raideur des deux échantillons augmente avec le volume. La dispersion sur la raideur,  $\Delta R_k = 1.96 \sigma_{R_k}$ , est présentée à la figure 2.14. L'incertitude finale est obtenue par l'intervalle commun des trois volumes évalués :  $R_K = 1.45 \pm 0.20$ .

Le ratio  $R_J$ , associé à la propriété magnétique des échantillons de ferrofluide, est donné par les valeurs fournies par le fabricant :  $R_J = 32/18 = 1.78$ . De l'équation 1.8, on obtient la variance associée :

$$\sigma_{R_J}^2 = \left( \frac{1}{J_{L12}} \sigma_{J_{W05}} \right)^2 + \left( \frac{J_{W05}}{J_{L12}^2} \sigma_{J_{L12}} \right)^2 = \left( \frac{1}{18} \frac{3.2}{\sqrt{3}} \right)^2 + \left( \frac{32}{18^2} \frac{1.8}{\sqrt{3}} \right)^2 = 0.02. \quad (2.25)$$

L'incertitude au seuil de 95 % de confiance est alors déterminée :  $\Delta R_J = 1.96 \sigma_{R_J} = 0.28$ .

Puisque les deux termes de l'équation 2.23 sont connus, le rapport global peut être estimé. La valeur moyenne est égale à  $R = \frac{1.45}{1.78} = 0.82$ . A l'aide de l'équation 1.8, on obtient la variance

FIGURE 2.14 – Incertitude sur le rapport des raideurs  $k_{W05}/k_{L12}$ .

globale :

$$\sigma_R^2 = \left( \frac{1}{R_J} \sigma_{R_K} \right)^2 + \left( \frac{R_K}{R_J^2} \sigma_{R_J} \right)^2 = \left( \frac{1}{1.78} \frac{0.20}{\sqrt{3}} \right)^2 + \left( \frac{1.45}{1.78^2} \sqrt{0.02} \right)^2 = 4.19 \cdot 10^{-3}. \quad (2.26)$$

L'incertitude finale est déterminée :

$$R \pm \Delta R = R \pm 1.96 \sigma_R = 0.82 \pm 0.13.$$

Le résultat permet d'exprimer la raideur d'un joint en fonction de la propriété magnétique du ferrofluide pour le cas du moteur tout aimant utilisé. Dans le cadre du haut-parleur de la figure 1.6, la suspension est réalisée avec deux joints de ferrofluide, aussi la raideur radiale résultante  $k_r$  est le double de cette valeur unitaire.

## 2.4 Conclusion du chapitre 2

Nous avons déterminé expérimentalement la raideur radiale d'un joint de ferrofluide qui se trouve à l'intérieur d'un haut-parleur à moteur tout aimant. Les évaluations ont été réalisées en prenant en compte les principaux effets de variabilité sur les résultats de mesure. L'effort radial du joint a été analysé en fonction de la forme spatiale et de la propriété magnétique du ferrofluide.

Nous avons identifié que la raideur augmente avec le volume de joint. Ce comportement est vérifié jusqu'à un volume limite  $vol_M$  à partir duquel le niveau de la raideur reste constant. Cet effet suggère que la raideur radiale du joint est liée au niveau du gradient du champ magnétique. Pour de faibles gradients, la raideur associée est négligeable. En ce qui concerne la propriété magnétique des ferrofluides, nous avons déterminé une relation qui exprime l'augmentation de la raideur en fonction de la saturation magnétique pour un moteur tout aimant.

Les résultats obtenus sont importants dans le cadre du développement du haut-parleur à suspension à joints de ferrofluide. Ils peuvent contribuer au choix du type de ferrofluide à utiliser dans ce type de haut-parleur. De plus, étant donné le coût très élevé du ferrofluide (de l'ordre de 1000 \$US/litre en 2010), la connaissance du volume de saturation du joint  $vol_M$  permet d'optimiser la quantité de fluide à utiliser.

L'étude décrite dans ce chapitre a fait l'objet d'une publication au journal *IEEE Transactions on Magnetics* en 2009 [55].

## Chapitre 3

# Comportement du ferrofluide en cisaillement oscillatoire sous champ magnétique uniforme

### 3.1 Introduction

Lors du fonctionnement du haut-parleur à moteur tout aimant, les mouvements axiaux de l'équipage mobile entraînent un cisaillement des joints de ferrofluide (Fig. 3.1a). Ce chapitre s'attache à étudier les propriétés du ferrofluide en fonction de trois paramètres : (i) le niveau du champ magnétique, (ii) l'amplitude des oscillations et (iii) la fréquence d'oscillation de l'équipage mobile. L'étude est faite expérimentalement sur une goutte de ferrofluide cisillée entre deux plans parallèles, sous un champ magnétique uniforme, perpendiculaire au plan de cisaillement (Fig. 3.1b). Cette configuration nous permet de plus de minimiser, lors des essais, des forces de rappel qui peuvent exister lorsque le volume de ferrofluide évolue dans une zone où un gradient de champ est présent. Au chapitre suivant, l'étude s'élargit sur un joint complet sous un champ magnétique non-uniforme.

### 3.2 Contexte bibliographique

#### 3.2.1 L'amortissement visqueux

Dans un système dynamique, la dissipation d'énergie mécanique peut avoir plusieurs origines : viscoélastique, frottement sec, visqueux, rayonnement acoustique,... Nous nous intéressons à celle provenant de l'interface entre une surface solide et le ferrofluide considéré visqueux. L'amortissement visqueux induit est ainsi fonction de la viscosité du fluide.

La viscosité dynamique peut être définie comme la résistance d'un fluide à se déformer sous l'action d'une vitesse de cisaillement. Les ferrofluides commerciaux sont toujours caractérisés par leur viscosité mais les valeurs sont données en dehors de tout champ magnétique. C'est pourquoi, dans la littérature, le comportement de la viscosité des ferrofluides est un sujet amplement étudié [12, 20].

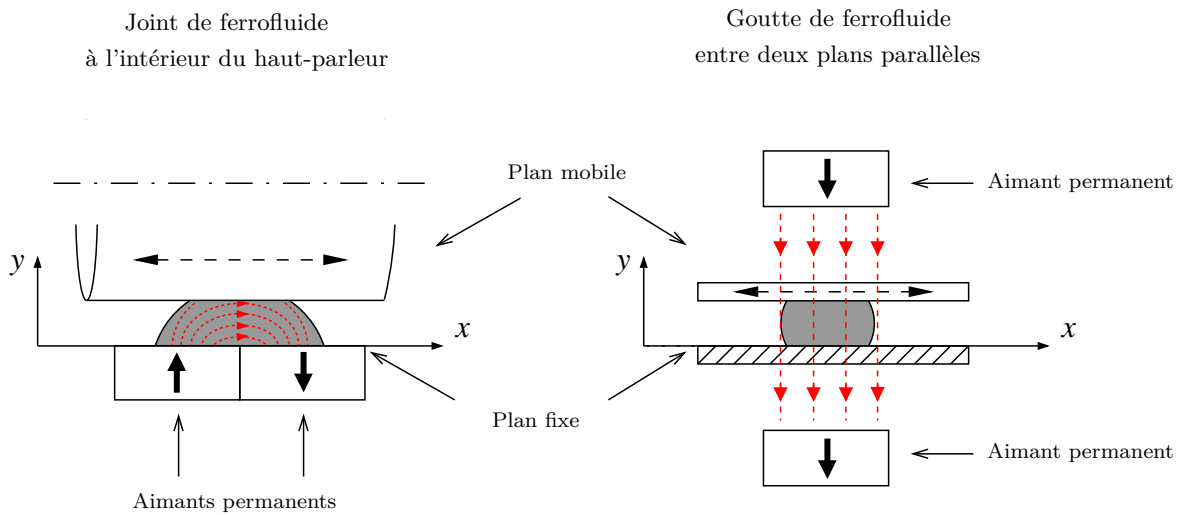


FIGURE 3.1 – Ferrofluide a) sous la forme d'un joint à l'intérieur du haut-parleur, b) en forme d'une goutte sous champ uniforme (en rouge, les lignes du champ magnétique).

En l'absence de champ magnétique, les ferrofluides sont considérés comme des fluides newtonien : la viscosité ne varie pas en fonction du taux de cisaillement  $\dot{\gamma}$  (voir Annexe A). A titre d'exemple, deux des ferrofluides utilisés dans le haut-parleur ont été caractérisés au Laboratoire Polymère Colloïde et Interface de l'Université du Maine à l'aide d'un rhéomètre cône plan (TA Instruments). La figure 3.2 présente les valeurs de viscosité  $\eta_0$  mesurées à un taux de cisaillement stationnaire et sous un champ magnétique nul.

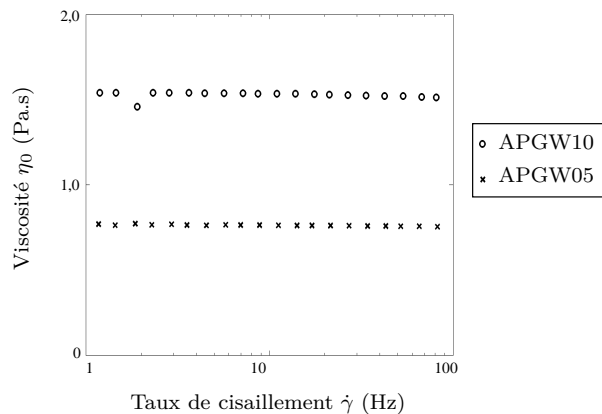


FIGURE 3.2 – Mesures de viscosité de deux échantillons de ferrofluide en l'absence de champ magnétique et sous un taux de cisaillement constant : caractéristiques d'un fluide newtonien. Le point pour l'APGW10 vers 2 Hz peut être considéré comme une artefact de mesure.

Le terme "effet magnetovisqueux" est couramment utilisé pour caractériser les changements de viscosité  $\Delta\eta$  induits par un champ magnétique sur un ferrofluide [12]. La présence d'un champ magnétique regroupe les particules du ferrofluide en chaînes rigides dans la direction du champ appliqué. Par conséquent, l'écoulement microscopique du fluide porteur est modifié car il doit passer autour des chaînes ainsi formées. Ce changement de comportement s'exprime macroscopiquement

par une augmentation relative de la viscosité [68]. Ce phénomène a été identifié par McTague [69] en 1969, puis expliqué théoriquement par Shliomis [70] en 1972, et étendu par Odenbach [71] en 1998 aux ferrofluides commerciaux. Ces derniers possèdent une concentration élevée en particules, d'où de nombreuses interactions entre chaînes. Dans ce cas, le cisaillement stationnaire appliqué tend à casser les chaînes formées par le champ magnétique et donc à réduire la viscosité apparente [71]. Les expériences pour valider cette dépendance de la viscosité au taux de cisaillement sous champ magnétique ont été réalisées à l'aide de rhéomètres dans des conditions d'écoulements stationnaires (Fig. 3.3a).

Cependant, cette stationnarité de champ de cisaillement n'est pas vérifiée pour de nombreuses applications dynamiques, tel le haut-parleur à moteur tout aimant, où un volume de ferrofluide est soumis à une excitation mécanique sinusoïdale. La dynamique des ruptures des chaînes pour une sollicitation mécanique non stationnaire est susceptible d'être différente de celle dans le cas d'un taux de cisaillement stationnaire.

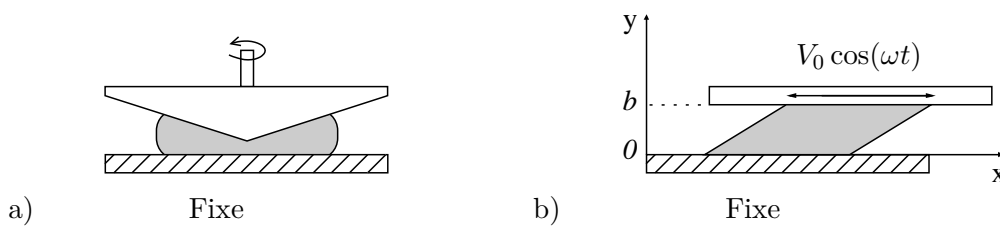


FIGURE 3.3 – Méthode de mesure de viscosité : a) à taux de cisaillement stationnaire par rhéomètre, b) à taux de cisaillement instationnaire entre deux plans parallèles.

Les effets d'oscillation de l'écoulement sur la viscosité des ferrofluides en présence d'un champ magnétique stationnaire n'ont pas été encore beaucoup traités dans la littérature. A notre connaissance, un seul article traite de la stabilité des chaînes sous écoulement instationnaire par une approche numérique [72]. Cependant, les analyses sont limitées au cas sans champ magnétique et donc où les chaînes sont peu nombreuses. Les auteurs ont montré des similarités de comportement des ferrofluides avec le cas où ils sont soumis à un écoulement stationnaire et en champ magnétique oscillant.

Sous champ magnétique oscillant et écoulement stationnaire, les particules tendent à tourner selon la fréquence d'oscillation du champ. Ce mouvement de rotation des particules peut entraîner le fluide à l'échelle microscopique, ce qui se traduit à l'échelle macroscopique par une diminution de la viscosité apparente : une variation négative de la viscosité  $\Delta\eta < 0$  est observée. Ce phénomène est appelé dans la littérature "effet de viscosité négative". Ceci a été présenté théoriquement par Shliomis[73] en 1994 et quelques années plus tard étudié expérimentalement par Bacri [74] et Zeuner [75].

En général, pour le cas des écoulements stationnaires, la dépendance de la viscosité des ferrofluides par rapport à la fréquence d'oscillation du champ magnétique peut être comprise comme un transfert d'énergie entre le champ et l'écoulement [76]. Cet échange dépend de la fréquence d'oscillation du champ  $\omega_H$  et du module  $\Omega$  du rotationnel  $\mathbf{rot}(\mathbf{v})$  au sein de l'écoulement de vitesse  $\mathbf{v}$  :

- pour  $\omega_H < \Omega$ ,  $\Delta\eta > 0$  ;
- pour  $\omega_H = \Omega$ ,  $\Delta\eta = 0$  ;
- pour  $\omega_H > \Omega$ ,  $\Delta\eta < 0$ .



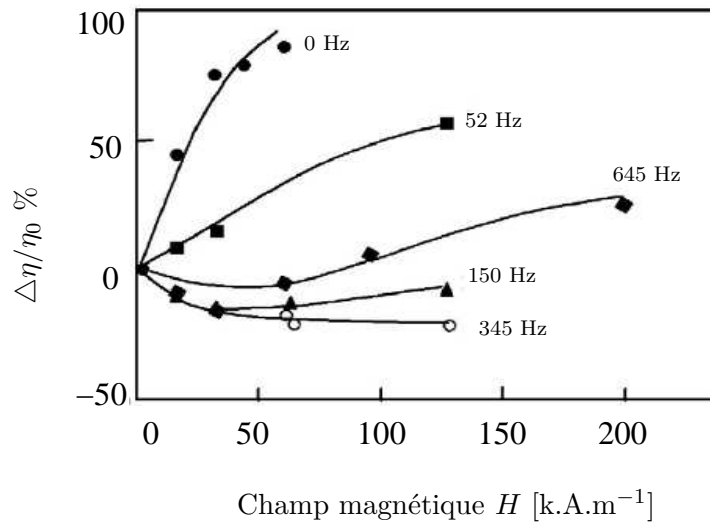


FIGURE 3.4 – Effet de viscosité négative en ferrofluides à champ magnétique alternative et écoulement stationnaire, présente par Bacri et all [74].

Le manque de données sur la viscosité des ferrofluides sous champ magnétique stationnaire et taux de cisaillement instationnaire nous a amené à développer cette caractérisation (voir section 3.4).

### 3.2.2 Les effets de masse et de raideur d'un fluide

Pour extraire des résultats expérimentaux la contribution de la dissipation, il faut avoir une bonne maîtrise des effets de masse et de rigidité ajoutés. La raideur mécanique d'un corps solide peut être définie comme la résistance à la déformation élastique de sa structure. Un volume de fluide incompressible qui possède une surface libre n'a pas de rigidité intrinsèque si on néglige les forces de pesanteur et les forces de tension superficielle [22]. Par contre, cet effet est modifié lorsque cette surface libre se déplace dans un champ, qu'il soit de pesanteur, ou magnétique si le fluide y est sensible. Dans ce cas, l'énergie du volume de fluide change et cela peut se traduire par une force de rappel qui s'oppose au mouvement de la structure, et qui est fonction du déplacement.

De manière similaire, une autre composante de cette force, proportionnelle à l'accélération du solide, peut être interprétée comme une masse ajoutée à cette structure. Cet effet inertiel peut être supérieur ou inférieur à la masse physique du fluide présente dans le domaine d'analyse [77, 78, 79]. Ceci dépend du confinement du fluide.

## 3.3 Description théorique

Dans cette section nous introduisons les grandeurs théoriques pour interpréter les résultats obtenus dans la manipulation décrite dans ce chapitre. Deux aspects seront traités : (i) la partie mécanique décrit les efforts dynamiques d'un fluide en contact avec une structure en mouvement ; (ii) la partie magnétique aborde, de manière succincte, les équations de base du champ magnétique rayonné par

un bloc d'aimant permanent.

### 3.3.1 Partie mécanique

Supposons un plan animé d'un mouvement de translation rectiligne, qui oscille sinusoïdalement à la vitesse  $v_p(t) = V_0 \cos(\omega t)$ , où  $V_0$  est l'amplitude,  $\omega = 2\pi f$  la pulsation et  $f$  la fréquence. La force d'excitation est  $F_0$ . Son comportement peut être modélisé par un système à un degré de liberté (ddl) :

$$m_0 j\omega v_p = -c_0(f)v_p - \frac{k_0(f)}{j\omega}v_p + F_0. \quad (3.1)$$

Dans l'équation dynamique 3.1,  $m_0$  est la masse de la plaque mobile,  $c_0$  et  $k_0$  sont, respectivement, l'amortissement et la raideur résiduels existants dans le système. Si  $m_0$  peut être considéré constant,  $c_0$  et  $k_0$  sont fonction de la fréquence  $f$ .

Si l'on considère maintenant que ce plan est en contact avec un fluide visqueux au repos, la présence du fluide induit une force de réaction qui comporte des composantes en phase avec l'accélération, la vitesse et le déplacement de la structure. Cette réaction peut être interprétée respectivement comme un coefficient de masse  $m$ , d'amortissement  $c$  et de raideur  $k$  qui sont ajoutés à la réponse dynamique du système initial [77] :

$$(m_0 + m)j\omega v_p = -\left(c_0(f) + c(H, \dot{\Gamma}, f)\right)v_p - \frac{k_0(f) + k(H, \dot{\Gamma}, f)}{j\omega}v_p + F, \quad (3.2)$$

où  $\dot{\Gamma} = \frac{V_0}{b} \cos(\omega t)$ ,  $b$  étant la hauteur du fluide par rapport au plan mobile. Les termes  $c$  et  $k$  sont considérés comme fonction du champ magnétique  $H$ , de l'amplitude du taux de cisaillement oscillatoire  $\dot{\Gamma}$  du fluide et de la fréquence  $f$ . Par exemple, pour que ce nouveau système vibre à la même amplitude de vitesse  $V_0$  du système initial, une force d'excitation d'amplitude égale à  $F > F_0$  est nécessaire (Eq. 3.2).

Le résultat peut être exprimé par l'impédance mécanique du système, donnée par  $Z = F/v_p$  :

$$Z = (m_0 + m)j\omega + \left(c_0(f) + c(H, \dot{\Gamma}, f)\right) + \frac{k_0(f) + k(H, \dot{\Gamma}, f)}{j\omega}. \quad (3.3)$$

L'amortissement du système est associé à la partie réelle  $\Re(Z)$  et les composantes de raideur et de masse contribuent à la partie imaginaire  $\Im(Z)$ .

A la section 3.4, nous présenterons la manipulation utilisée pour reproduire physiquement ce modèle. La configuration est basée sur le chargement d'un volume de ferrofluide cisailé entre deux plans parallèles.

#### 3.3.1.1 L'effet d'amortissement du ferrofluide

L'effet d'amortissement induit par un fluide sur une structure vibrante est directement relié à sa viscosité. Dans cette section, nous analysons la variation de la viscosité d'un volume de ferrofluide en fonction des paramètres  $H, \dot{\Gamma}, f$ . La connaissance de ce comportement nous permettra au chapitre 4 d'estimer les pertes visqueuses d'un joint de ferrofluide dans un haut-parleur dynamique.

Supposons un volume de fluide placé entre deux plans parallèles séparés par une distance  $b$  dans la direction de  $y$  [80]. Un des plans reste fixe et l'autre est soumis à un mouvement harmonique dans la direction  $x$  (Fig. 3.3b). L'écoulement du fluide  $\mathbf{v}$  est considéré unidirectionnel :  $\mathbf{v} = v_x(y, t)\mathbf{x}$ . La continuité des contraintes à l'interface entre le plan et le fluide est considérée :

$$-cv_p = -\Re e \left( \int_A \sigma_{xy}|_{y=b} dA \right), \quad (3.4)$$

où  $A$  est la surface de contact. Le tenseur de contraintes est considéré comme n'ayant que deux composantes  $\sigma_{xy}\mathbf{x}\otimes\mathbf{y}$  et  $\sigma_{yx}\mathbf{y}\otimes\mathbf{x}$ . La normale au plan étant  $\mathbf{y}$ , seul la composante  $\sigma_{xy}\mathbf{x}\otimes\mathbf{y} = \eta \frac{\partial v_x}{\partial y} \mathbf{x}\otimes\mathbf{y}$  charge le plan. La viscosité dynamique du fluide peut alors être déterminée à partir des mesures d'amortissement :

$$\eta = \frac{cV_0}{A \frac{\partial v_x}{\partial y}|_{y=b}}. \quad (3.5)$$

On remarque que la valeur de la viscosité dynamique  $\eta$  est dépendante du profil de vitesse du fluide  $\partial v_x/\partial y$  dans l'épaisseur entre les deux plans.

Le profil de vitesse correspond à la variation de la vitesse  $\mathbf{v}$  du fluide le long de l'axe  $y$ . Dans cette sous-section nous analysons l'influence de son comportement sur la détermination de la viscosité des ferrofluides (Eq. 3.5). Deux types de profils sont envisagés : (i) l'un est linéaire (Fig. 3.5a) et (ii) l'autre non-linéaire (Fig. 3.5b). Les conditions de frontière à l'interface entre les plans et le fluide

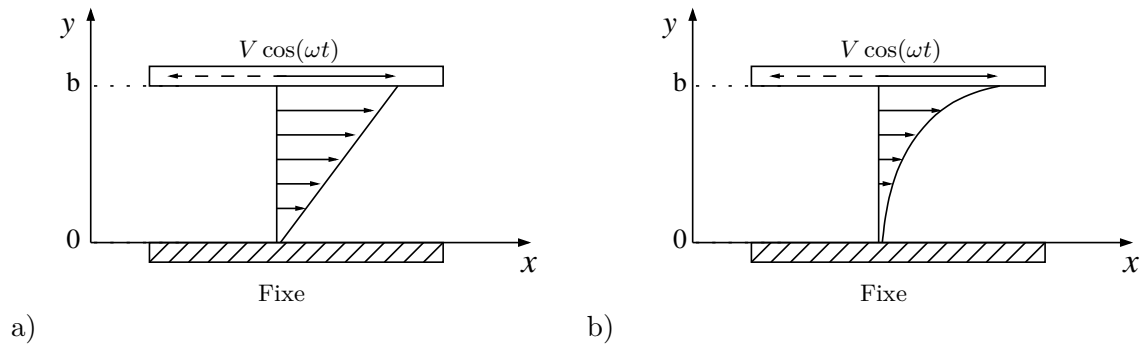


FIGURE 3.5 – Profil de vitesse d'un fluide en cisaillement placé entre deux plans parallèles : a) profil linéaire et b) profil non-linéaire.

sont considérées :

$$v_x(0, t, \omega) = 0, \quad (3.6)$$

$$v_x(b, t, \omega) = V_0 \cos(\omega t). \quad (3.7)$$

Dans un premier temps, nous analysons un profil de vitesse linéaire associé à un faible nombre de Reynolds. Dans ce cas, les forces visqueuses sont prépondérantes par rapport aux forces d'inerties aux sein du fluide. Ce profil est donc indépendant de la fréquence,

$$v_x(y, t, \omega) = \frac{y}{b} V_0 \cos(\omega t) \quad , \forall y. \quad (3.8)$$

La viscosité dynamique  $\eta$  est reliée directement au terme d'amortissement visqueux  $c$  par :

$$\eta = c \frac{b}{A}. \quad (3.9)$$

Dans un second temps, si les forces d'inerties ne sont plus négligeables par rapport aux forces visqueuses au sein du fluide, nous recherchons un profil de vitesse non-linéaire, qui sera fonction de la fréquence. De l'équation d'Euler [81], nous obtenons :

$$j\omega\rho v_x = \eta \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} \quad \forall x, y, \quad (3.10)$$

où  $\rho$  est la masse volumique du fluide. Pour une solution du type  $v_x(y) = \beta e^{ry}$ , l'équation 3.10 fournit  $r(\omega, \eta) = \pm \sqrt{j\omega\rho/\eta(\omega)}$ , et les conditions aux limites en  $y = 0$  et  $y = b$  impliquent :

$$v_x(0) = \beta_1 \cos(r0) + \beta_2 \sin(r0) = 0, \quad (3.11)$$

$$\beta_1 = 0, \quad (3.12)$$

$$v_x(b) = \beta_1 \cos(rb) + \beta_2 \sin(rb) = V_0, \quad (3.13)$$

$$\beta_2 = \frac{V_0}{\sin(rb)}. \quad (3.14)$$

La vitesse du fluide est définie par :

$$v_x(y, t, \omega) = \frac{\sin(ry)}{\sin(rb)} V_0 \cos(\omega t). \quad (3.15)$$

Avec l'équation 3.5, on obtient l'équation d'amortissement prenant en compte un profil de vitesse non-linéaire :

$$c(\omega) = \eta(\omega) A r(\omega, \eta) \cot(rb). \quad (3.16)$$

La solution analytique de ce type d'équation n'est pas triviale puisque le paramètre  $r$  dépend aussi de la fréquence. La solution est obtenue par une recherche de zéro par dichotomie. Pour chaque fréquence, à chaque valeur de  $\eta$  est associée une valeur  $\tilde{c}$ . Une procédure itérative sur  $\eta$  permet de minimiser  $\tilde{c} - c$ . La viscosité dynamique est alors déterminée lorsque la différence entre la valeur estimée et la valeur mesurée  $|\tilde{c} - c|$  est inférieure à  $10^{-5}$  Pa.s. L'équation 3.16 est alors utilisée pour déterminer la viscosité des ferrofluides en prenant en compte l'effet d'un profil non-linéaire de vitesse du fluide.

On notera que pour les basses fréquences ( $\omega \rightarrow 0$ ), le paramètre  $r$  tend vers zéro ( $r \rightarrow 0$ ). Par conséquent le terme  $\cot(rb)$  tend vers  $(rb)^{-1}$ , une fois que  $\cos(rb) \rightarrow 1$  et  $\sin(rb) \rightarrow rb$ .

Par conséquent, à basse fréquence, l'équation reliant  $\eta$  et  $c$  pour un profil non-linéaire de vitesse (Eq. 3.16) tend vers celle pour un profil linéaire (Eq. 3.9). L'écart entre ces deux modèles est illustré à la figure 3.6. Les valeurs de l'amortissement  $c$  en fonction de la fréquence déterminées par les deux modèles sont présentées. Pour faciliter l'analyse, chaque viscosité dynamique est considérée constante en fréquence.

Les courbes montrent que la considération d'un profil de vitesse non-linéaire fait augmenter l'estimation de l'amortissement par rapport au cas d'un profil linéaire. Cette variation est d'autant plus importante que la viscosité est faible. Les simulations confirment que les deux profils sont similaires en basse fréquence. Les exploitations des expérimentations seront limitées à une gamme de fréquence entre 10 Hz et 50 Hz pour des raisons expérimentales. Dans ces conditions, le modèle linéaire est suffisant pour interpréter nos résultats.

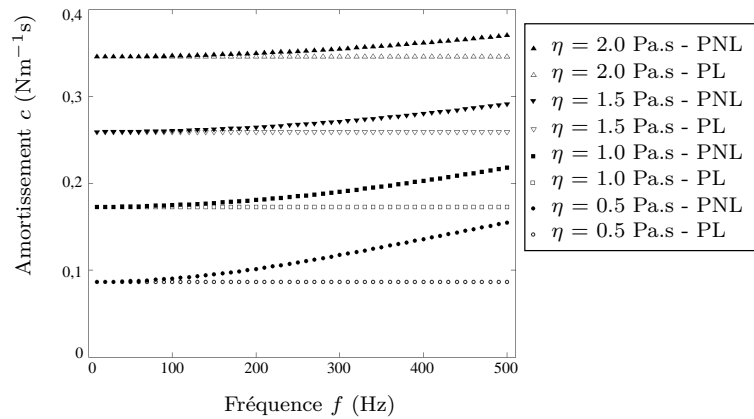


FIGURE 3.6 – Analyse comparative des valeurs analytiques d’amortissement visqueux induit par un volume de ferrofluide APGW10 en prenant en compte deux types de profil de vitesse : profil linéaire (PL) et profil non-linéaire(PNL).

### 3.3.1.2 L’effet de masse et de raideur du ferrofluide

Les effets de masse  $m$  et de raideur  $k$  associés à la présence d’un volume de ferrofluide sont maintenant étudiés : ils correspondent à la partie imaginaire de l’impédance mesurée (Eq. 3.3),

$$\Im m(Z) = (m_0 + m)\omega - \frac{k_0(f) + k(H, \dot{\Gamma}, f)}{\omega}. \quad (3.17)$$

Les termes  $m_0$  et  $k_0$  sont déterminés expérimentalement à partir de mesures effectuées sur le système sans fluide. En accord avec un champ de vitesse linéaire dans la direction  $y$ , la masse ajoutée  $m$  est égale à un tiers de la masse du fluide  $M$  [79] :

$$m = M_f/3. \quad (3.18)$$

La raideur ajoutée  $k(H, \dot{\Gamma}, f)$  est alors déduite de la partie imaginaire de l’impédance et de la connaissance de  $m$ .

### 3.3.2 Partie magnétique

Supposons un bloc cubique, homogène, uniformément magnétisé dans la direction  $y$ , comme montré à la figure 1.3. Les deux faces perpendiculaires à  $y$  sont caractérisées pour le même niveau de polarisation mais de signe contraire. L’intensité du champ magnétique généré par l’aimant dans l’air est proportionnelle à l’aimantation  $J_a$  et aux dimensions du bloc. En l’absence de pièces magnétiques à proximité, les lignes du champ rayonné suivent la direction contraire à son aimantation : elles partent de la face active  $+J_a$  ( $\mathbf{N}$ ) pour arriver à l’autre face active  $-J_a$  ( $\mathbf{S}$ ). En un point d’observation  $\mathbf{P}(x_p, y_p, z_p)$ , le champ est caractérisé par la somme vectorielle des trois composantes  $\vec{B}(x_p, y_p, z_p) = B_x \vec{x} + B_y \vec{y} + B_z \vec{z}$ .

Le champ magnétique généré par cet aimant permanent peut être modélisé par un système composé par deux faces fictives chargées magnétiquement [82, 9]. Dans cette approximation, ces faces ont les

mêmes dimensions, positions et polarisation que les faces actives **N** et **S** de l'aimant permanent. Le champ extérieur peut être estimé par :

$$\vec{B}(x_p, y_p, z_p) = \frac{J_a}{4\pi} \iint_{S_N} \frac{\vec{MP}}{|\vec{MP}|^3} dS_N - \frac{J_a}{4\pi} \iint_{S_S} \frac{\vec{MP}}{|\vec{MP}|^3} dS_S. \quad (3.19)$$

Le terme  $\vec{MP}$  correspond à la distance entre le point **P** et le point **M**( $x_m, y_m, z_m$ ) appartenant à la face chargée.  $S$  est la surface aimantée. On remarque que le champ magnétique déterminé est la différence entre le rayonnement des deux faces actives. Ce modèle analytique a été programmé sous Matlab par B. Merit au cours de sa thèse [9].

Dans ce chapitre, nous utiliserons ce modèle pour estimer le champ magnétique dans la région occupée par le ferrofluide. Afin de confronter modèle et expérience pour notre application 3.4, nous avons mesuré le champ magnétique. Deux aimants permanents identiques ont été utilisés, en néodyme-fer-bore (NdFeB), de dimensions égales à 40 par 40 par 40 mm<sup>3</sup> et  $J_a = 1194$  k.A.m<sup>-1</sup>. Les deux blocs ont été placés face à face (surface **N** de l'un orienté vers la surface **S** de l'autre) afin de créer un champ stationnaire et uniforme dans la région de mesure. La composante dans la direction  $x$  du champ magnétique est considérée nulle.

Les mesures de champ magnétique ont été réalisées avec un gaussmètre (FW Bell 5180) dans l'espace situé au milieu de deux aimants. La sonde de mesure est restée à la même place pour toutes les mesures. La variation de l'intensité du champ magnétique est obtenue par l'écartement symétrique des deux blocs dans la direction  $y$ . La figure 3.7 présente la comparaison entre les valeurs mesurées et la courbe déterminée analytiquement. On note une bonne concordance entre les deux résultats. La petite variation entre les résultats lorsque la distance est élevée peut être expliquée par des fuites du champ magnétique dues à la présence de pièces magnétiques autour du système de mesure.

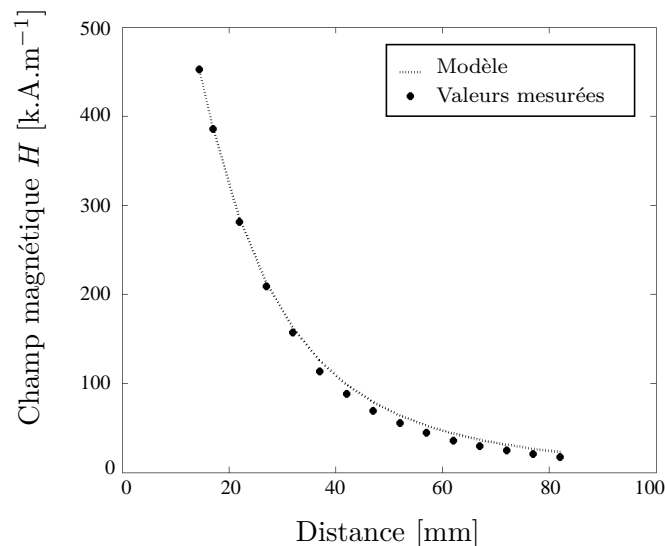


FIGURE 3.7 – Décroissance du champ magnétique, dans l'espace situé au milieu des deux blocs cubiques d'aimant permanent, en fonction de la distance les séparant.

### 3.4 Description du banc de mesure

Cette section décrit le montage expérimental utilisé pour mesurer les effets ajoutés par un volume de ferrofluide. Une plaque mobile (5, Fig. 3.8) est placée entre deux plaques au repos (3, Fig. 3.8). Toutes les plaques sont parallèles et perpendiculaires à la direction de la pesanteur, afin que sans champ magnétique la goutte reste en position. Les plaques sont séparées par un jeu d'épaisseur  $b$ . Chaque jeu est rempli avec une même quantité de volume de ferrofluide (4, Fig. 3.8). Il faut souligner qu'une double goutte (une supérieure et l'autre inférieure à la plaque mobile) est utilisée pour : (i) garantir la symétrie des efforts et ainsi assurer que les jeux  $b$  restent constants au long des mesures ; (ii) augmenter les effets dus au fluide.

La plaque mobile est excitée par un pot vibrant électrodynamique à une fréquence comprise entre 10 Hz et 50 Hz. L'excitation est faite à l'aide d'un sinus dont la fréquence varie pas à pas. La vitesse  $v_p$  de la plaque est mesurée à l'aide d'un vibromètre laser (Polytech OFV 3000). L'amplitude de la vitesse d'oscillation  $V_0$  est maintenue constante quelle que soit la fréquence. Une moyenne de 50 mesures est faite pour chaque fréquence. La force d'excitation est mesurée par un capteur de force (B&K 8001) placé entre le pot vibrant et la plaque mobile. Le capteur de force est relié à un analyseur Stanford Research Systems - model SR785 par l'intermédiaire d'un conditionneur B&K du type Nexus. L'impédance mécanique complexe est alors obtenue à partir du rapport entre force et vitesse. La chaîne de mesure complète est présentée à la figure 3.9.

Un champ magnétique  $H_y \vec{y}$ , uniforme dans le plan  $xz$  (voir Figure 3.11) et stationnaire peut être appliqué sur le volume de ferrofluide testé. Pour cela, deux aimants permanents identiques à ceux décrit à la section 3.3.2 sont placés symétriquement vis-à-vis de la zone où sont positionnées les gouttes (1, Fig. 3.8). Le champ magnétique est alors perpendiculaire à la vorticité (en  $z$ ) de l'écoulement et uniforme dans tout le volume. Son niveau peut être ajusté de  $H = 0$  k.A.m<sup>-1</sup> (on négligera le champ magnétique terrestre)    $H = 438$  k.A.m<sup>-1</sup> par l'écartement entre les deux aimants. Les trois plaques sont faites en plexyglas, matériel non-magnétique et transparent afin de pouvoir visualiser les gouttes à travers les pièces. L'épaisseur de la plaque mobile est de 3.0 mm. La température de la salle a été 21.0 ± 0.5  C pendant les essais.

#### 3.4.1 Caractéristiques par rapport au haut-parleur

La représentativité de ces conditions expérimentales par rapport à l'utilisation ultérieure des résultats dans le cas du haut-parleur est maintenant discutée. Afin de nous permettre évaluer les conditions majeures existants dans le haut-parleur de manière plus détaillées, sans perdre de généralité, nous avons choisi quelques simplifications dans la mise en œuvre de l'expérimentation :

##### Caractéristiques du mouvement du piston :

- Dans l'expérimentation, les plaques sont toujours parallèles ; pour le haut-parleur, cette condition implique que le piston ne subit aucune rotation  $\alpha$  autour de  $z$  (Fig. 3.10a) ;
- L'écartement des plans parallèles est toujours constant dans la manipulation ; pour le haut-parleur, cette condition implique que le piston ne se translate pas radialement (Fig. 3.10b).

Nous verrons dans les résultats du chapitre 4 que ces hypothèses sont valides pour les conditions de

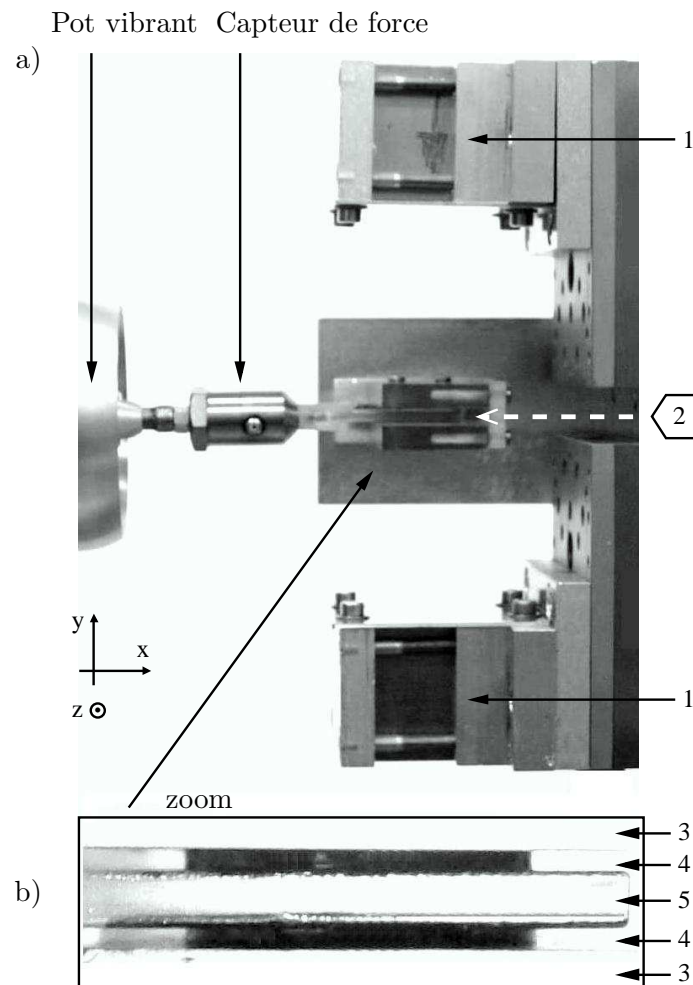


FIGURE 3.8 – a) Montage expérimental : 1. aimants permanents ; 2. vibromètre laser ; b) zoom de la région du ferrofluide : 3. plaques au repos ; 4. volume de ferrofluide ; 5. plaque mobile.

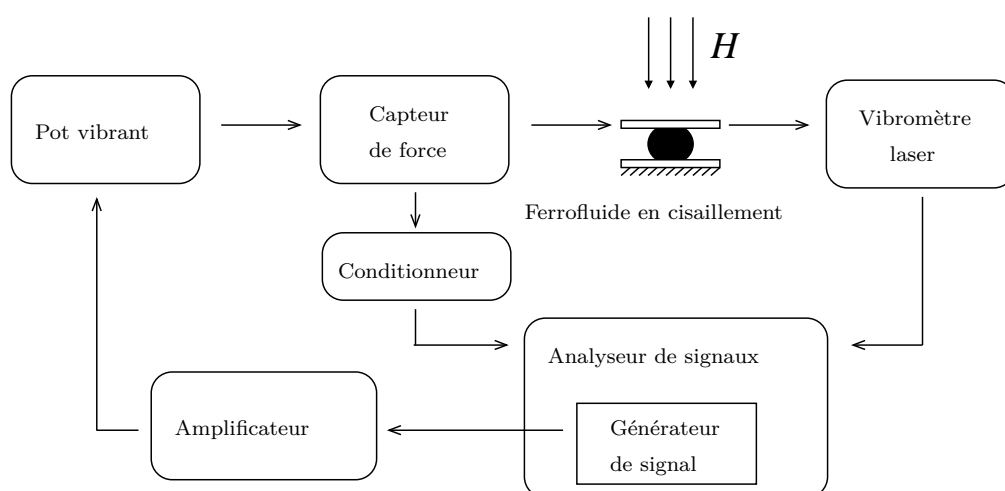


FIGURE 3.9 – Chaîne de mesure du cisaillement du ferrofluide.



champ magnétique et de jeu du haut-parleur.

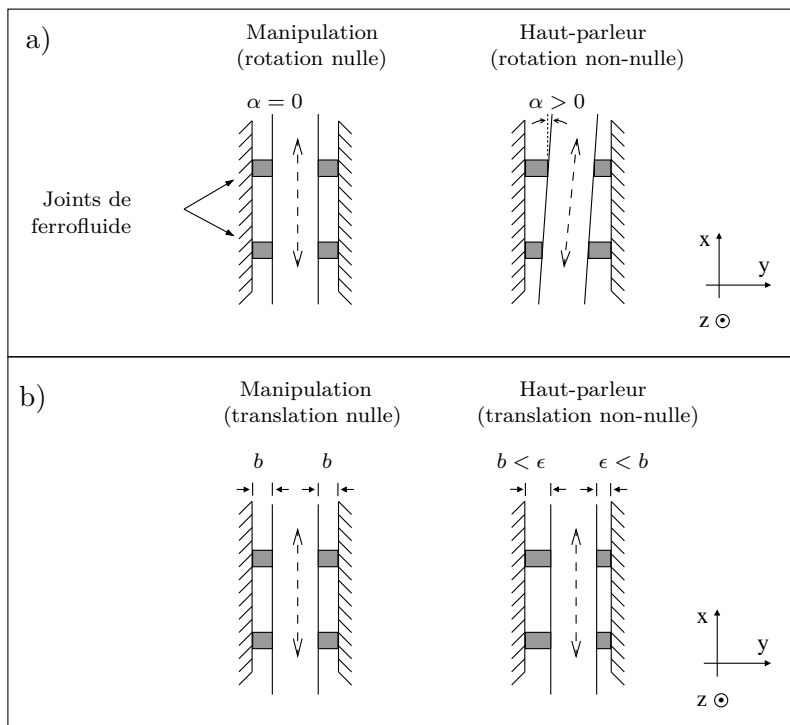


FIGURE 3.10 – Rapport entre les conditions de la manipulation et du haut-parleur : a) mouvement de rotation et b) mouvement de translation de la partie mobile.

### Caractéristiques du jeu dans un haut-parleur

Dans le montage expérimental, l'écartement entre plaque mobile et plaque fixe  $b = 0.94$  mm est bien plus élevé que le jeu existant dans le haut-parleur, de l'ordre de  $\epsilon \simeq 0.3$  mm. Cette valeur de  $b$  est la plus petite possible à utiliser : (i) le ferrofluide est ajouté dans le jeu à l'aide d'une seringue. Pour qu'un effet soit mesurable, il faut que le fluide choisi soit suffisamment visqueux : cela nécessite d'utiliser des aiguilles épaisses. Un écartement  $b$  plus étroit empêcherait spatialement l'aiguille d'arriver au bon endroit ; (ii) la rugosité et d'autres imperfections existant dans les plaques de mesure deviennent plus préjudiciables avec la diminution du jeu. Cette valeur de  $b$  permet de garantir un bon niveau de parallélisme entre les plaques.

Cependant, comme les analyses sont faites en fonction du niveau du taux de cisaillement,  $\dot{\Gamma} = \frac{V_0}{b}$ , cette différence peut être compensée par l'amplitude de vitesse  $V_0$  de la partie mobile.

### Caractéristiques du piston

Dans le modèle associé au montage expérimental, la partie mobile est considérée indéformable ; cette condition est valide au dessous de la première fréquence propre du piston ( $f \simeq 3$  kHz lorsqu'il est considéré sans conditions aux limites de déplacement imposé).

### Gamme de fréquence d'analyse

La gamme de fréquence analysée dans cette étude expérimentale est de 10 Hz à 50 Hz. Elle a été choisie pour être inférieure à la première fréquence de résonance du montage expérimental.

Cependant, cette gamme reste inférieure à celle de l'utilisation d'un haut-parleur. On ne pourra éventuellement qu'extrapoler avec prudence les résultats que nous obtiendrons pour des gammes de fréquences plus larges.

### Caractéristiques du champ magnétique

L'évolution du module du champ magnétique,  $H(x, y, z) = \sqrt{H_x^2 + H_y^2 + H_z^2}$ , appliqué à la manipulation est présentée à la figure 3.11. Le résultat, donné sur le plan perpendiculaire au plan des aimants permanents, est obtenu par l'équation 3.19 pour le cas de  $H = 438 \text{ k.A.m}^{-1}$ . Les composantes  $H_x$  et  $H_z$  sont négligeables par rapport à  $H_y$  et le champ magnétique peut donc être considéré comme unidimensionnel dans la direction  $y$  :  $H = H_y$ .

Nous pouvons remarquer que dans la région où se situe le ferrofluide, le champ magnétique  $H$  est constant et uniforme, de direction perpendiculaire au mouvement d'oscillation de la partie mobile.

Cependant, dans le haut-parleur le champ magnétique est fortement variable spatialement en module et en direction. Il décroît axialement par rapport à la position centrale du joint et il est caractérisé par une forme similaire à celle d'une ellipse [83]. Cependant, cette forme peut être représentée par une somme de composantes du champ magnétique parallèle et perpendiculaire au champ de vitesse au sein du fluide, comme montre la figure 3.12. Comme la composante perpendiculaire à la vorticité est la seule qui influence le comportement dynamique des ferrofluides (voir section 1.1.2), la condition présente dans le haut-parleur est ici bien représentée.

### Niveau du champ magnétique

Le niveau du champ magnétique évalué dans cette étude expérimentale, compris entre  $0 \text{ k.A.m}^{-1}$  et  $438 \text{ k.A.m}^{-1}$ , est inférieur aux niveaux auxquels les joints de ferrofluide sont soumis à l'intérieur du haut-parleur (de l'ordre de  $1 \text{ M.A.m}^{-1}$ ). Il sera donc également nécessaire d'extrapoler avec prudence les comportements du ferrofluide.

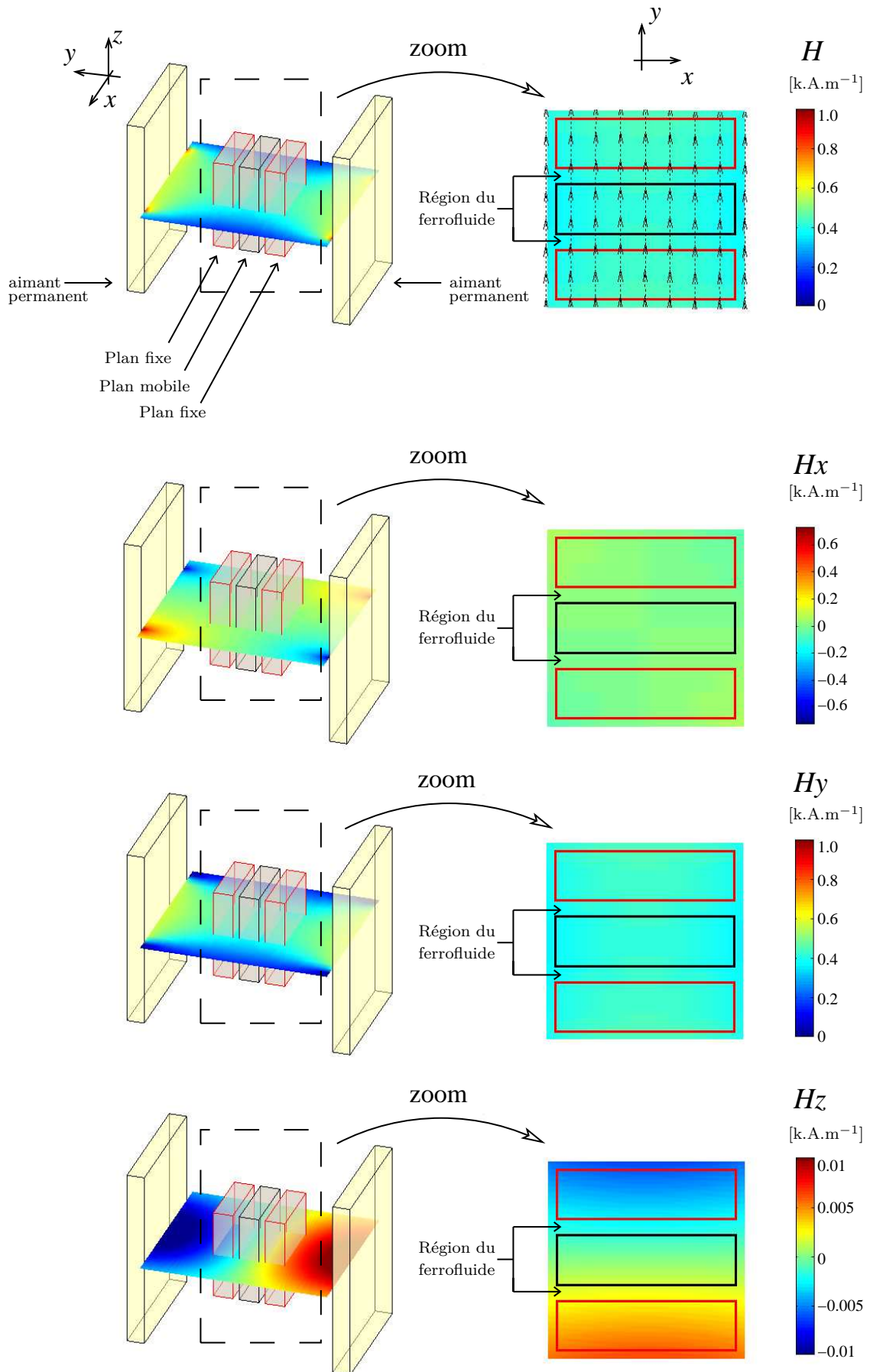
## 3.4.2 Étalonnage

De manière générale, une expérimentation est composée d'un ou plusieurs instruments de mesure qui transforment les paramètres physiques en signaux électriques. A chacun de ces instruments, un facteur de conversion est associé. Afin de valider les données de mesures et d'assurer la fiabilité de ces conversions, un processus d'étalonnage de tout le système de mesure est nécessaire. Cependant, nos mesures sont comparatives car elles ne visent qu'à évaluer les effets ajoutés par la présence d'un fluide sur une structure en mouvement. Un processus d'étalonnage relatif est suffisant.

L'impédance expérimentale d'une goutte de ferrofluide présentée dans ce chapitre est déterminée à partir des mesures obtenues par deux instruments de mesure :

- un capteur de force qui convertit l'excitation appliquée en un signal électrique, dont la sensibilité est donnée en  $\text{N/V}$  ;
- un vibromètre laser qui transforme la vitesse de la plaque vibrante en un autre signal électrique, dont la sensibilité est donnée en  $\text{m}/(\text{s.V})$ .

Afin d'obtenir les bonnes valeurs de l'impédance mesurée, il faut déterminer la sensibilité de ces deux capteurs. Celle du vibromètre est donnée par le constructeur avec un niveau d'incertitude  $\pm 1\%$ . Pour

FIGURE 3.11 – Modèle du champ magnétique pour  $H = 438 \text{ k.A.m}^{-1}$ .

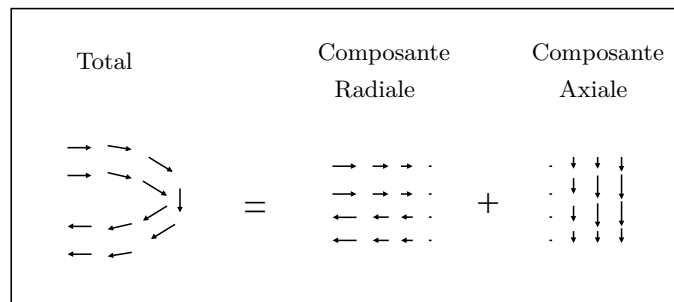


FIGURE 3.12 – Composantes radiale et axiale du champ magnétique à l’intérieur du haut-parleur à moteur tout aimant.

le niveau de vibration utilisé dans notre application, ce facteur correspond à  $S_V = 25 \text{ mm.s}^{-1}$ . La phase de la vitesse mesurée est donnée en degrés et est déjà étalonnée par une calibration externe. Le niveau d’excitation est contrôlé par l’analyseur à partir d’une boucle d’asservissement sur le signal de vitesse mesuré par le vibromètre.

L’objectif de la sous-section suivante est de déterminer la sensibilité  $S_F$  du capteur de force afin de récupérer les valeurs de l’amplitude et phase associés à l’impédance complexe d’un volume du ferrofluide.

### 3.4.2.1 Capteur de force

La réponse du capteur de force peut être représenté par l’équation 3.20 :

$$F_u(\omega)S_F(\omega) = \omega (M + m_s(\omega)) V_u(\omega)S_v\omega. \quad (3.20)$$

$F_u$  est le signal de l’amplitude de la force, en Volts, et  $M$  est la masse attachée connue (pesée à la balance). Les masses sont en kg. Les valeurs de vitesse mesurée sont représentées par  $V_u$ , en V. Nous cherchons la masse sismique  $m_s$  inconnue existante à l’intérieur du capteur, et la sensibilité  $S_F$  pour chaque fréquence  $\omega$ .

La chaîne de mesure est la même que celle utilisée dans la manipulation avec le ferrofluide (Fig. 3.9), mais à la place de la plaque mobile, une masse  $M$  connue est attachée (Fig. 3.13). Une tension de niveau constant égal à  $400m V_{pk-pk}$  est imposée à l’entrée du pot vibrant.

L’étalonnage est réalisé à partir de mesures réalisées avec trois masses différentes :  $M_1 = 6.32 \text{ g}$ ,  $M_2 = 1.36 \text{ g}$ ,  $M_3 = 0 \text{ g}$ . Les figures 3.14 et 3.15 présentent, respectivement, les valeurs complexes de force et de vitesse mesurées en fonction de la fréquence pour les trois masses.

Sauf pour l’amplitude de la force, toutes les autres mesures sont indépendantes de la masse attachée. La variation en fréquence des courbes d’amplitude de vitesse est due à la réponse du pot vibrant. La différence entre les valeurs d’impédance mesurée n’est donc fonction que de la différence d’amplitude des trois forces mesurées. A partir des valeurs des mesures de  $M_1$  et  $M_2$  dans l’équation 3.20, les paramètres inconnus ( $m_s$  et  $S_F$ ) sont déterminés. La figure 3.16 donne la masse sismique obtenue expérimentalement.

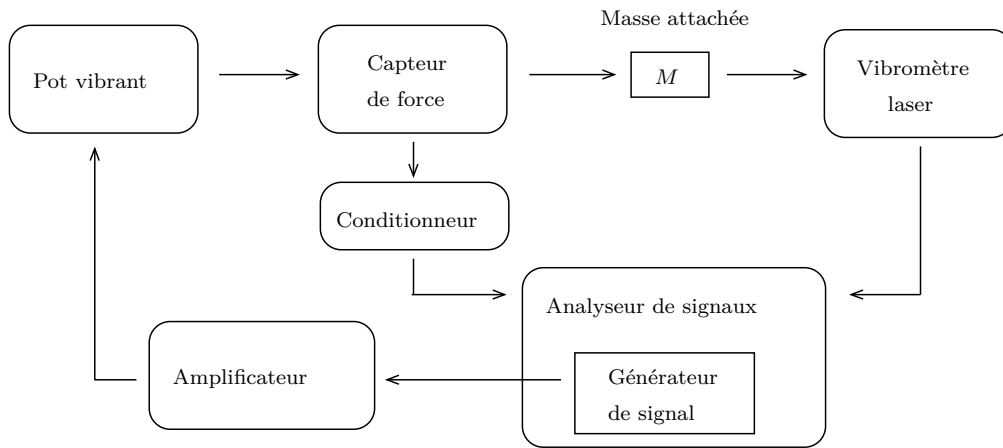


FIGURE 3.13 – Chaîne de mesure d'étalonnage du capteur de force.

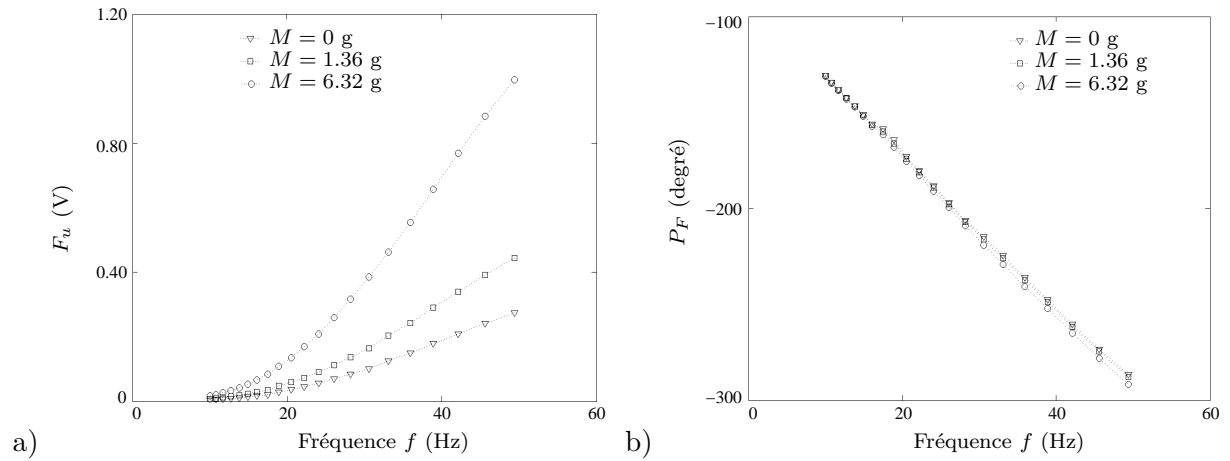


FIGURE 3.14 – Force mesurée : a) amplitude et b) phase.

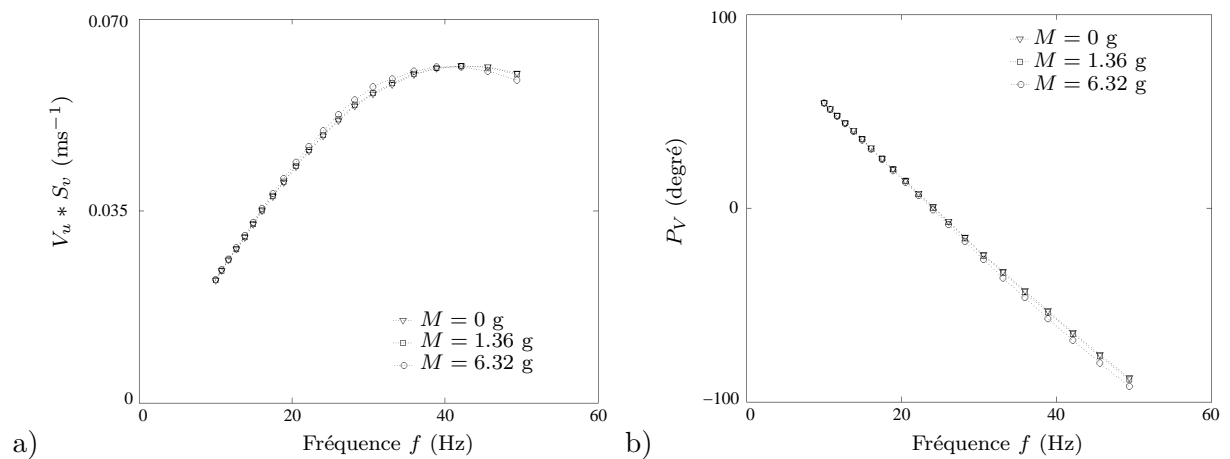


FIGURE 3.15 – Vitesse mesurée : a) amplitude et b) phase.

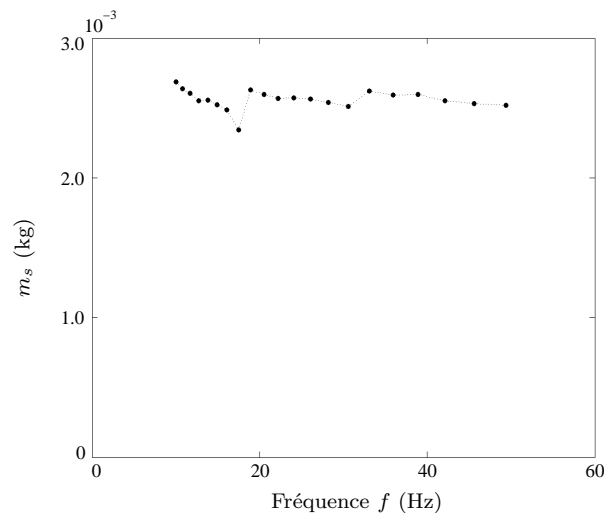


FIGURE 3.16 – Détermination expérimentale de la masse sismique du capteur de force.

La courbe expérimentale obtenue pour la masse sismique est dans l'ordre de grandeur de la valeur nominale donnée par le fabricant :  $2.1 \cdot 10^{-3}$  kg [84]. La variation des résultats en fonction de la fréquence peut être expliquée par des résonances parasites. La figure 3.17 présente la sensibilité du capteur de force déterminée à partir des valeurs expérimentales.

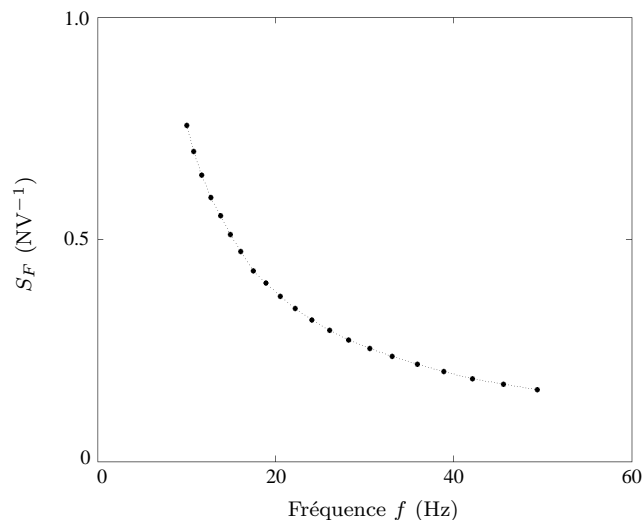


FIGURE 3.17 – Sensibilité du capteur de force déterminée expérimentalement.

La validation du processus d'étalonnage est faite dans une troisième étape. Les paramètres  $m_s$  et  $S_F$  déterminés à l'aide de  $M_1$  et  $M_2$  sont alors utilisés pour estimer une masse connue  $M_3$ . La figure 3.18 présente les résultats expérimentaux pour les trois quantités de masses  $M$  en fonction de la fréquence, sachant que les valeurs exactes obtenues par pesée sont  $M_1 = 6.32$  g,  $M_2 = 1.36$  g,  $M_3 = 0$  g. Les valeurs moyennes de ces masses déterminées par l'essai dynamique sont :  $M_{1dyn} = 6.32$  g,  $M_{2dyn} = 1.36$  g,  $M_{3dyn} = -0.16$  g. La valeur négative de  $M_{3dyn}$ , évidemment non réaliste physiquement, nous permet d'avoir un ordre de grandeur de l'incertitude sur la détermination de

cette masse. La cohérence des résultats valide le processus d'étalonnage.

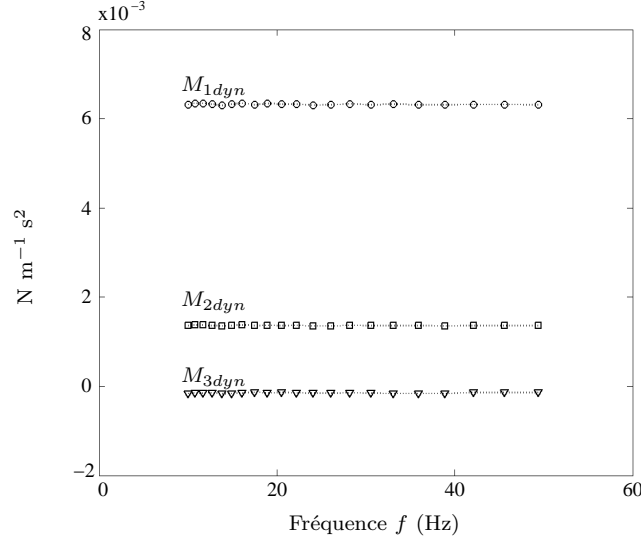


FIGURE 3.18 – Valeurs expérimentales de la masse  $M_{dyn}$  obtenues par l'étalonnage du système.

### 3.5 Résultats

Dans cette section nous présentons les résultats de mesure de l'amortissement et de la raideur ajoutée pour un volume de ferrofluide. La procédure de mesure est divisée en deux étapes. Dans un premier temps, l'impédance  $F_0/v_p$  est mesurée sans ferrofluide pour déterminer l'amortissement et la raideur résiduels (Fig. 3.19a),

$$c_0(f) = \Re e \left( \frac{F_0(f)}{v_p(f)} \right), \quad (3.21)$$

$$m_0\omega - \frac{k_0(f)}{\omega} = \Im m \left( \frac{F_0(f)}{v_p(f)} \right). \quad (3.22)$$

Le terme  $m_0$  est la masse correspondant à l'équipage mobile. Elle est égale à la masse connue de la plaque mobile ( $M = 8.42$  g) plus la masse sismique du capteur (Fig. 3.16) :  $m_0 = M + m_s$ . Par la suite, les mesures avec le ferrofluide sont faites. La raideur et l'amortissement ajoutés par une seule goutte sont alors déterminés par (Fig. 3.19b) :

$$c(H, \dot{\Gamma}, f) = 0.5 \left[ \Re e \left( \frac{F(f)}{v_p(f)} \right) - c_0(f) \right], \quad (3.23)$$

$$k(H, \dot{\Gamma}, f) = 0.5 \left[ \left( m_0\omega - \frac{k_0(f)}{\omega} \right) + m\omega - \Im m \left( \frac{F(f)}{v_p(f)} \right) \right] \omega. \quad (3.24)$$

Le coefficient 0.5 dans les deux équations vient de l'utilisation de deux volumes identiques de fluide dans l'expérimentation.

On remarque dans l'équation 3.24 que la valeur de  $m_0$  n'influence pas les calculs puisqu'elle est considérée dans les mesures sans fluide. Par contre, son ordre de grandeur est important dans le traitement des signaux. Il faut une pièce la plus légère possible afin que les effets dû au fluide soient perceptibles dans les signaux de mesure.

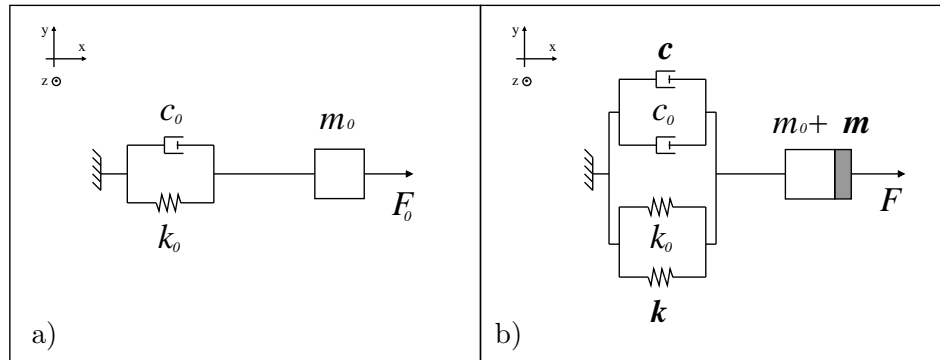


FIGURE 3.19 – Système équivalent d'un degré de liberté, au long de la direction  $x$  : a) sans fluide et b) en présence d'une goutte de ferrofluide.

Deux types de ferrofluides commerciaux fabriqués par Ferrotec sont utilisés : APGW05 ( $\eta_0=0.72$  Pa.s ;  $\rho=1330$  kg.m<sup>-3</sup>) et APGW10 ( $\eta_0=1.53$  Pa.s ;  $\rho=1310$  kg.m<sup>-3</sup>). Les deux échantillons sont caractérisés par une même saturation magnétique  $J = 32 \pm 10\%$  k.A.m<sup>-1</sup>. Les viscosités sans champ magnétique sont par contre différentes. Leur différence est due aux propriétés du liquide solvant utilisé. Afin d'avoir une bonne précision sur la quantité de ferrofluide ajoutée dans les jeux, une seringue est utilisée. Le volume du fluide est contrôlé par la pesée de la seringue : le volume de chaque coté de la plaque mobile est de 76.3 mm<sup>3</sup>, cela correspond à 0.100g  $\pm$  0.005g pour l'APGW10 et 0.102g  $\pm$  0.005g pour l'APGW05. La surface du ferrofluide en contact avec la plaque de 81.2 mm<sup>2</sup> est calculée par le rapport du volume par l'épaisseur du jeu. Le volume est limité par les dimensions des plaques et de la zone de champ magnétique constant entre les aimants permanents utilisés dans le montage expérimental.

La force de réaction d'un volume de ferrofluide qui s'oppose au mouvement de la plaque mobile est alors déterminée expérimentalement comme une fonction de la fréquence d'oscillation pour huit niveaux de champ magnétique appliqué. Les résultats sont évalués pour trois amplitudes de taux de cisaillement  $\dot{\Gamma}$  : 5 s<sup>-1</sup>, 15 s<sup>-1</sup> et 25 s<sup>-1</sup>.

La figure 3.20 montre à titre d'exemple les parties réelle et imaginaire de l'impédance pour  $\dot{\Gamma} = 5$  mm s<sup>-1</sup> mesurées : (i) pour le cas du système sans fluide, (ii) pour le cas du système avec le ferrofluide et sans champ magnétique et (iii) avec le ferrofluide soumis à un champ magnétique de 438 k.A.m<sup>-1</sup>.

Nous remarquons que les réactions du fluide sur la plaque modifient l'impédance de façon importante et ceci en fonction du champ magnétique appliqué. Au-delà de l'impédance, nous cherchons la masse, l'amortissement et la raideur ajoutés.



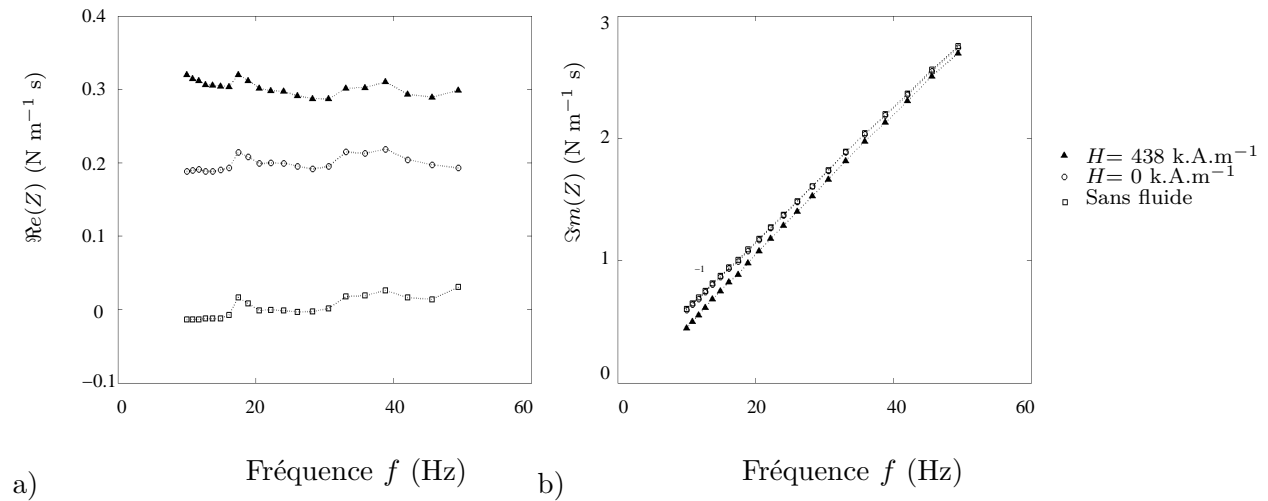


FIGURE 3.20 – Les effets du chargement du ferrofluide APGW10 sur les données de mesure : a) partie réelle et b) partie imaginaire de l'impédance.

### 3.5.1 Amortissement et la viscosité des ferrofluides

La mesure de l'amortissement visqueux avec l'APGW10 à  $\dot{\Gamma} = 25 \text{ s}^{-1}$  est donnée à la figure 3.21 à titre d'exemple. La viscosité peut être obtenue par l'équation 3.9. En effet, le nombre de Reynolds expérimental maximal reste petit :  $Re_{max} \leq 0.1$ . Par conséquent, l'écoulement entre les plaques est bien laminaire.

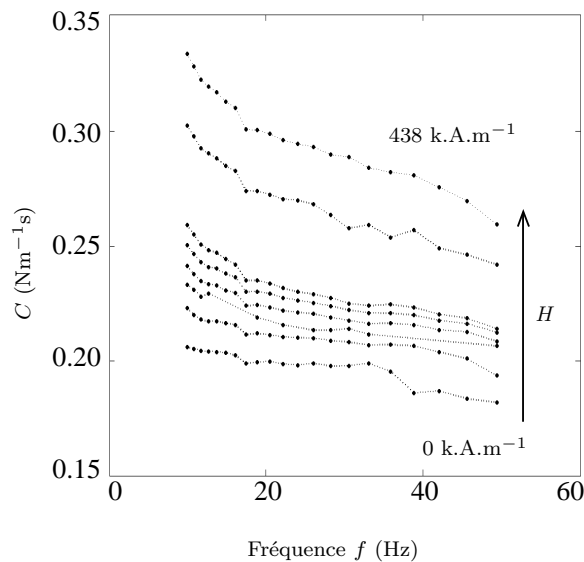


FIGURE 3.21 – Amortissement  $c(H, \dot{\Gamma} = 25 \text{ s}^{-1}, f)$  mesuré pour huit niveaux de champ magnétique (en  $\text{k.A.m}^{-1}$ ) : 0, 18, 21, 25, 29, 36, 177 et 438.

La figure 3.22 présente les valeurs de viscosité en fonction de la fréquence d'excitation pour trois amplitudes de taux de cisaillement et trois niveaux de champ magnétique. La viscosité apparaît

comme indépendante de l'amplitude du taux de cisaillement et ceci quelle que soit le niveau de champ magnétique. Cette conclusion diffère des résultats obtenus dans le cas d'un cisaillement stationnaire (Fig. 3.3a). Dans la méthode où le taux de cisaillement est constant dans le temps [76, 71], les chaînes formées par le champ magnétique seraient constamment détruites par l'écoulement et ceci d'autant plus que le fluide est cisailé.

Dans le cas d'un cisaillement oscillatoire, nos résultats suggèrent que cette rupture se produit à chaque cycle, et que lors de la phase d'arrêt, les chaînes se reforment. La viscosité serait dépendante du passage de la chaîne formée à sa destruction et donc, elle serait indépendante de l'amplitude d'oscillation. De plus, la figure 3.22, à amplitude de vitesse constante, montre que la viscosité décroît avec l'augmentation de la fréquence. Ce comportement est observé pour les deux échantillons de ferrofluide (Fig 3.23).

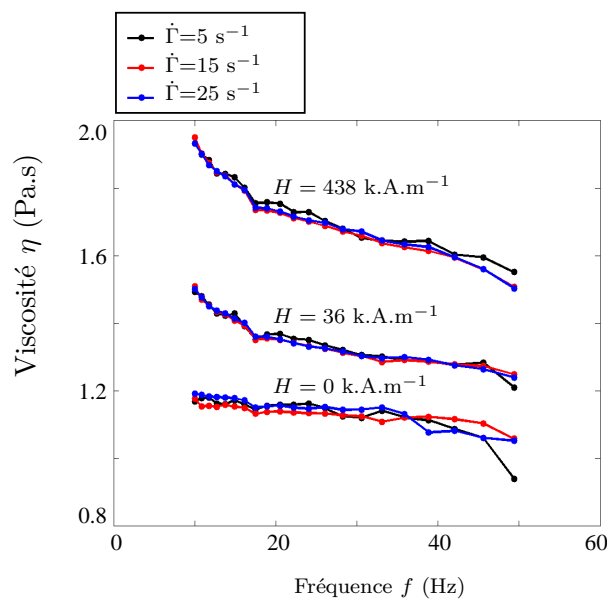


FIGURE 3.22 – Dépendance de la viscosité  $\eta(H, \dot{\Gamma}, f)$  du ferrofluide APGW10 par rapport au taux de cisaillement maximum dans le cas d'un cisaillement harmonique sous un champ magnétique stationnaire.

Nous présentons à la figure 3.24 la viscosité en fonction de l'intensité du champ magnétique pour six fréquences d'oscillation. On peut observer que plus l'intensité du champ magnétique est importante, plus la viscosité est élevée. De plus, cette viscosité décroît avec la fréquence. En échelle linéaire, les résultats montrent une forte sensibilité de la viscosité pour les faibles champs magnétiques. En échelle semi-logarithmique, les résultats montrent qu'un modèle linéaire d'évolution de la viscosité en fonction du logarithme du champ est réaliste. Cette représentation nous sera utile dans le chapitre 4 où nous traiterons de la modélisation des joints de ferrofluide à l'intérieur du haut-parleur.

Ces résultats sont maintenant comparés avec les mesures réalisées sous écoulement stationnaire ( $f = 0$  Hz) en présence d'un champ magnétique. Les données ont été obtenues par un rhéomètre grâce à une collaboration avec O. Volkova du Laboratoire de Physique de la Matière Condensée de l'Université de Nice - Sophia Antipolis.

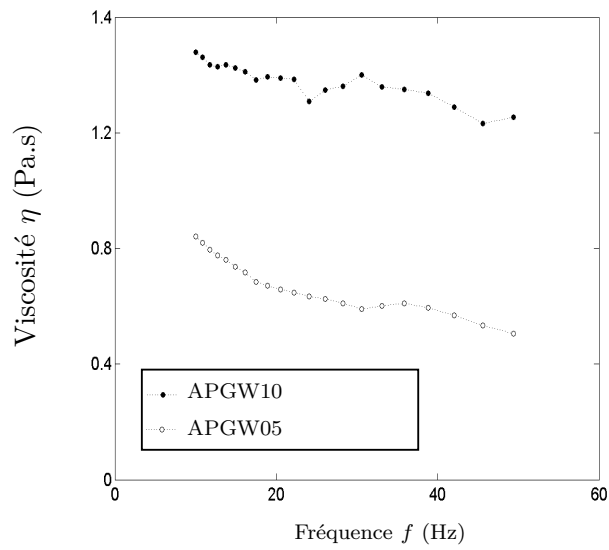


FIGURE 3.23 – Viscosité expérimentale de deux échantillons de ferrofluide à  $H = 48 \text{ k.A.m}^{-1}$  : décroissance en fonction de la fréquence.

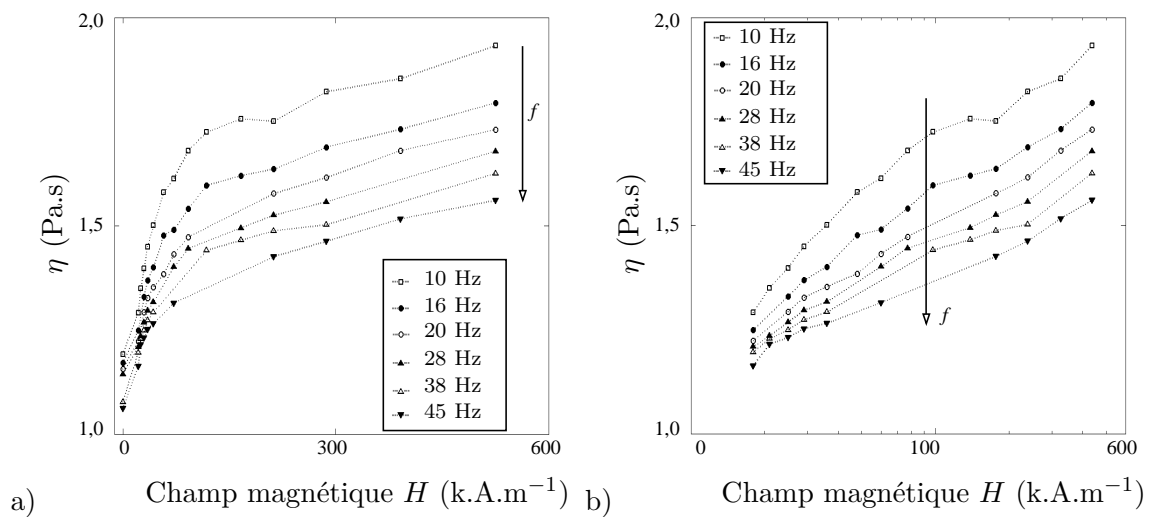


FIGURE 3.24 – Valeurs expérimentales de la viscosité  $\eta(H, f)$  du ferrofluide APGW10 pour différents niveaux de fréquence d'oscillation sous un champ magnétique stationnaire : a) en échelle linéaire et b) en échelle semi-logarithmique.

La viscosité  $\eta(H, f)$  du APGW10 a été déterminée pour un taux de cisaillement stationnaire,  $f = 0 \text{ Hz}$ , pour trois niveaux de champ magnétique :  $H = 0, 369$  et  $512 \text{ k.A.m}^{-1}$ . Les champs et les taux de cisaillement sont de même ordre de grandeur que ceux des essais de la section 3.4. Nous présentons à la figure 3.25 les résultats de variation relative de la viscosité dynamique en prenant comme référence la valeur  $\eta(0, 0) = 1.5 \text{ Pa.s}$  :

$$\frac{\Delta\eta}{\eta_0} = \frac{\eta(H, f) - \eta(0, 0)}{\eta(0, 0)}. \quad (3.25)$$

[Avec la diminution de la fréquence vers 0 Hz, la viscosité mesurée sous écoulement oscillatoire tend vers les valeurs obtenues sous condition d'écoulement stationnaire. Une variation négative de la viscosité  $\Delta\eta$  est observée. On remarque que pour  $H = 0 \text{ k.A.m}^{-1}$ , cette variation négative est de l'ordre de 30%. Les courbes obtenues ici sont cohérentes avec le phénomène appelé "viscosité négative" de la théorie d'interaction entre particules décrite à la section 3.2.1. Pour la condition du champ magnétique oscillatoire, cette théorie explique que les nano-particules magnétiques sont mises en rotation à la fréquence d'oscillation du champ magnétique et entraîne alors à l'échelle microscopique le fluide, provoquant une diminution apparente de la viscosité (Fig. 3.4). Nos résultats (Fig. 3.25) indiquent l'occurrence d'un comportement similaire dans l'expérimentation. Ici, les particules du ferrofluide seraient entraînées en rotation à la fréquence d'oscillation de la plaque mobile. Ce comportement apparaît dans nos résultats comme une variation négative de la viscosité.]<sup>1</sup>

### 3.5.2 Raideur et saturation magnétique des ferrofluides

La raideur  $k$  est déterminée comme une fonction de la fréquence d'oscillation pour les huit niveaux de champ magnétique appliqués. La manipulation est réalisée avec deux gouttes (sur chacune des faces supérieure et inférieure de la plaque vibrante) de même volume et égal à  $M_f = 0.1000 \text{ g}$ . Dans ce cas, la masse ajoutée associée au volume d'une goutte de ferrofluide est égale à  $m = 0.033 \text{ g}$ . A partir de l'équation 3.24, la composante de la raideur expérimentale est déterminée. La figure 3.26 présente la raideur  $k$  du ferrofluide APGW10 pour huit niveaux de champ magnétique et une amplitude de taux de cisaillement égale à  $\dot{\Gamma} = 25 \text{ s}^{-1}$ .

On remarque que la raideur axiale induite par le ferrofluide augmente avec le champ magnétique ainsi qu'avec la fréquence d'oscillation. Dans le cadre du haut-parleur, la quantification de cette composante peut être nécessaire pour dimensionner la cavité arrière de l'enceinte (voir section 1.2.3).

En conclusion, les importances relatives des trois termes ajoutés par la présence du ferrofluide (raideur, amortissement et masse) dans l'équation 3.3, présentées à la figure 3.27, montrent que le terme induit par l'amortissement dans l'équation de mouvement est le plus important. Pour la

---

1. Suite aux échanges avec un rapporteur, ce paragraphe peut être remplacé par le paragraphe suivant : *Avec la diminution de la fréquence vers 0 Hz, la viscosité mesurée sous écoulement oscillatoire tend vers les valeurs obtenues sous condition d'écoulement stationnaire. La diminution de la dissipation de  $c$  mesurée, avec l'augmentation de la fréquence, est plutôt une conséquence de l'inclinaison des chaînes magnétiques par rapport à l'écoulement : les essais sont faits à amplitude de vitesse constante, l'inclinaison maximale des chaînes est d'autant plus faible que la fréquence est haute et le contournement par le fluide de ces chaînes est alors plus facile. Ce phénomène est interprété figure 3.25 comme une diminution de la viscosité. Pour les champs magnétiques les plus faibles dans les essais présentés, la variation de viscosité associée peut être négative.*

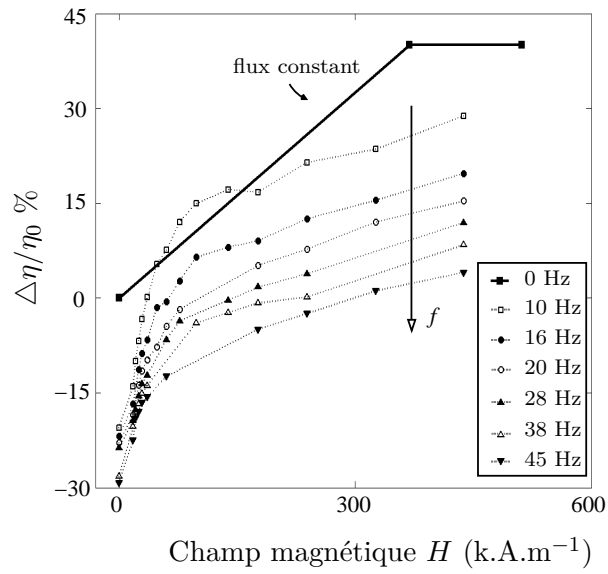


FIGURE 3.25 – Dépendance de la variation de la viscosité relative d'un volume de ferrofluide en mouvement oscillatoire sous un champ magnétique stationnaire.

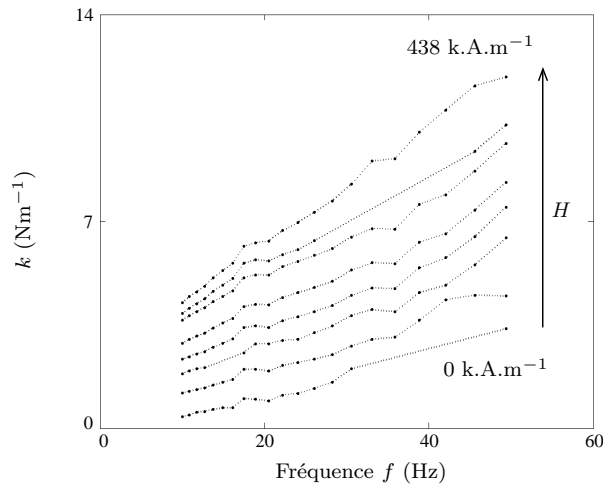


FIGURE 3.26 – Valeurs expérimentales de la raideur d'une goutte de ferrofluide APGW10 en fonction du champ magnétique (en  $\text{k.A.m}^{-1}$ ) : 0, 18, 21, 25, 29, 36, 177 et 438.

gamme de fréquence évaluée, la composante de masse ajoutée est tout à fait négligeable sauf à hautes fréquences car elle est proportionnelle à  $\omega$ . Par exemple à partir de 200Hz, si l'extrapolation en fréquence de nos résultats est valide, le terme issu de la masse ajoutée deviendrait du même ordre de grandeur que le terme issu de la raideur.

### 3.6 Conclusion du chapitre 3

Ce chapitre présente les résultats d'une étude expérimentale de l'effet d'une goutte de ferrofluide sous un champ magnétique uniforme et stationnaire, sur une structure en mouvement alternatif parallèlement au plan de contact entre goutte et structure. Nous avons ainsi déterminé le comportement d'un volume de ferrofluide afin de fournir les données nécessaires à la modélisation du comportement d'un joint de ferrofluide présent dans un haut-parleur.

Les résultats ont montré que la viscosité des ferrofluides augmente avec le champ magnétique et diminue avec la fréquence d'oscillation. Cet effet est suffisamment important pour que, même en présence du champ magnétique, les ferrofluides puissent présenter des viscosités dynamiques inférieures à celle mesurée sans champ magnétique sous cisaillement stationnaire. Dans le cadre du haut-parleur, cet effet peut être technologiquement intéressant si la viscosité du ferrofluide peut rester à un faible niveau même sous très fort champ magnétique : les pertes visqueuses du haut-parleur seraient de ce fait minimisées.

Une autre conclusion importante concerne l'indépendance de la viscosité par rapport à l'amplitude du taux de cisaillement alternatif. Cela signifierait que l'amortissement du haut-parleur serait indépendant de la vitesse d'oscillation de l'équipage mobile.

Concernant la raideur d'une goutte de ferrofluide, les résultats ont montré que cette raideur augmente avec le champ magnétique et diminue avec la fréquence d'oscillation. L'identification de cette composante sera utile pour modéliser la raideur axiale ajoutée par le joint de ferrofluide, qui devra être prise en compte dans les calculs de la cavité arrière de l'enceinte.

Les résultats présentés dans ce chapitre seront utilisés dans l'étude du comportement vibratoire des suspension à joints de ferrofluide dans le chapitre 4.

Ce chapitre fait l'objet d'une publication soumise au mois d'octobre 2010 dans *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* [85].

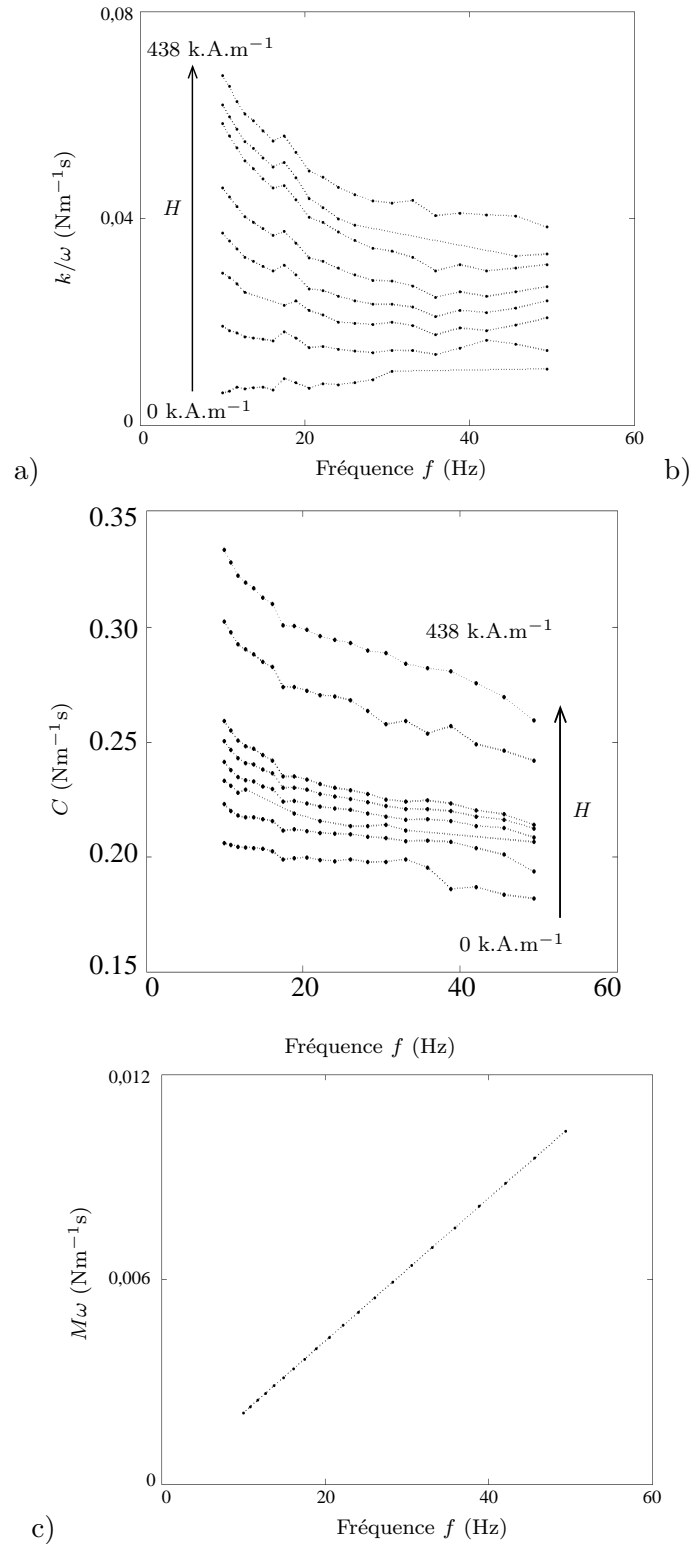


FIGURE 3.27 – Composantes a) de raideur ( $k/\omega$ ), b) d'amortissement ( $c$ ) et c) de masse ( $m\omega$ ) ajoutées par une goutte de ferrofluide APGW10 pour huit niveaux de champ magnétique (en k.A.m<sup>-1</sup>) : 0, 18, 21, 25, 29, 36, 177 et 438.

## Chapitre 4

# Comportement d'un joint de ferrofluide sous champ magnétique non-uniforme

### 4.1 Introduction

Ce chapitre traite de l'effet d'une suspension à joint de ferrofluide sur un piston en translation axiale dans le moteur tout aimant. Dans ces conditions, le champ magnétique n'est plus uniforme. L'influence des propriétés du ferrofluide ( $\eta$  et  $J$ ), du volume du joint, et de la fréquence d'oscillation est étudiée expérimentalement. Une excitation mécanique est utilisée afin d'éliminer, des signaux de mesure, les effets non linéaires provenant d'une excitation magnétique du haut-parleur (voir section 1.2). La raideur axiale induite par la présence d'un joint est alors déterminée. Les résultats sont évalués par rapport à la raideur d'une suspension classique de haut-parleur. Dans un deuxième temps, l'amortissement obtenu expérimentalement est analysé. Les résultats sont confrontés avec ceux issus d'un modèle qui prend en compte le comportement visqueux du ferrofluide en cisaillement oscillatoire, présenté au chapitre 3.

### 4.2 Revue bibliographique

Rendement et distorsion sont les deux paramètres caractéristiques de la qualité des haut-parleurs [47]. Ces paramètres sont résultats de l'interaction de la bobine avec le champ magnétique, définie par le facteur de force  $B \wedge dl$  (voir section 1.2). L'induction magnétique  $B$  vaut  $H/\mu_0$ , avec  $\mu_0$  la perméabilité d'air. La seule composante du champ qui intervient dans l'excitation dynamique du haut-parleur est la composante radiale  $H_r$ .

Le rendement est associé à l'amplitude du facteur de force : plus le champ magnétique  $H_r$  est élevé, plus le rendement est grand. D'autre part, les effets de distorsion sur la réponse acoustique d'un haut-parleur sont associés à la non uniformité du facteur de force. La variation d'amplitude de la composante  $B_r$  le long du parcours de la bobine induit des distorsions harmoniques. La figure 4.1



illustre, par exemple, un schéma de ce comportement pour le cas d'un haut-parleur classique.

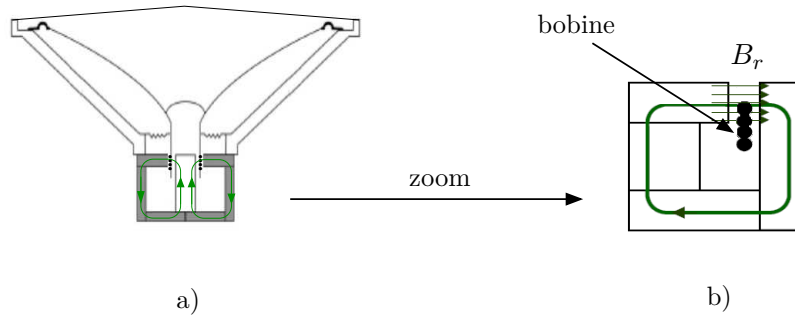


FIGURE 4.1 – a) Schéma d'un haut-parleur classique, b) zoom sur le déplacement de la bobine hors de la zone du champ magnétique  $B_r$ , source de non uniformité du facteur de force de l'excitation magnétique, présenté par Klippel [54].

Dans le cadre du haut-parleur à moteur tout aimant, le rendement et les effets de distorsion sont fonctions des composantes géométrique et magnétique de la structure du moteur :  $R_{\text{int}}$ ,  $R_{\text{ext}}$ ,  $J$ ,  $h_a$  et des couronnes adjacentes. De ce fait, dans la suite nous discuterons brièvement les effets de chaque composante sur le dimensionnement d'un moteur tout aimant :

- Le rayon interne  $R_{\text{int}}$  des couronnes est déterminé par le rayon du piston, qui correspond aussi à la surface d'émission de la partie mobile du haut-parleur.
- Le rayon externe,  $R_{\text{ext}}$ , est déterminé par le niveau du champ magnétique  $H_r$  envisagé dans le moteur. Comme le rendement du haut-parleur est proportionnel au champ magnétique, il serait intéressant d'avoir le rayon externe le plus grand possible. Le champ  $H_r$  augmente avec  $R_{\text{ext}}$ , cependant cette augmentation n'est pas linéaire par rapport à  $R_{\text{ext}}$  (Fig. 4.2a). De plus l'accroissement du rayon extérieur augmente la masse et l'encombrement du moteur. Ainsi,  $R_{\text{ext}}$  est issu d'un compromis entre le rendement du haut-parleur, sa masse et son encombrement.
- La magnétisation  $J_a$  influence aussi directement le champ  $H_r$  créé dans le moteur, comme le montre la figure 4.2b : une valeur d'aimantation  $J_a$  la plus élevée possible est recherchée. Actuellement, la pièce d'aimant permanent de magnétisation la plus élevée disponible correspond à celle réalisée en NdFeB, qui présente une magnétisation de 1.4 T.
- La hauteur  $h_a$  des couronnes d'aimant dans la direction axiale  $\mathbf{z}$  est définie en fonction du niveau sonore maximal envisagé pour le haut-parleur. Cette longueur détermine l'excursion possible  $z_{\text{uni}}$  telle que la bobine balaye une zone de champ  $H_r$  uniforme. Comme pour les éléments précédents, plus  $h_a$  est grand, plus le haut-parleur sera encombrant et lourd.
- Les deux autres couronnes magnétiques adjacentes à la couronne centrale contribuent aussi à l'augmentation de la zone de champ uniforme  $z_{\text{uni}}$ .

Les composantes du moteur magnétique peuvent être dimensionnées de façon à créer un champ magnétique de composante radiale  $H_r$  de niveau élevé et uniforme sur le parcours de la bobine. Une étude détaillée du fonctionnement d'un moteur tout aimant et du dimensionnement de ses composantes a été présentée récemment par Merit [9]. Il présente, par exemple, une configuration de moteur à trois anneaux magnétiques qui permet d'avoir un champ de niveau  $B_r = 0.33$  T uniforme le long d'une excursion de  $z_{\text{uni}} = 5.6$  mm (Fig. 4.3).

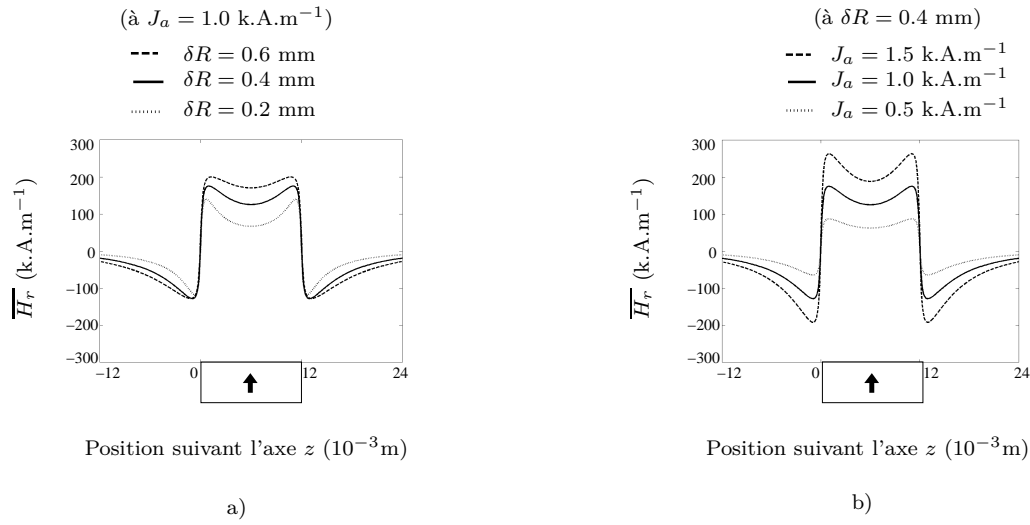


FIGURE 4.2 – a) Caractéristiques d’une couronne d’aimant, b) variation de  $H_r$  à l’intérieur de la couronne c) en fonction du rayon externe  $R_{\text{ext}}$  et c) en fonction de la magnétisation  $J_a$ .

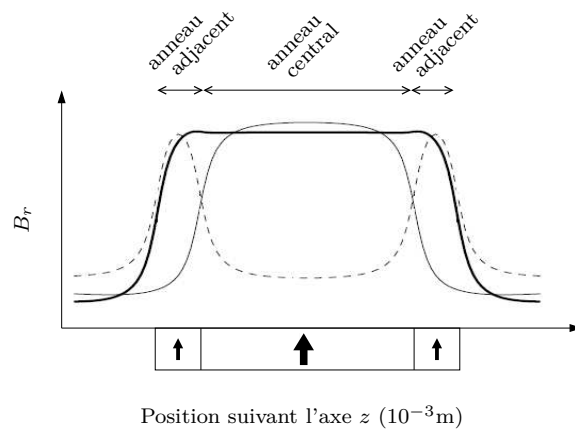


FIGURE 4.3 – Comportement uniforme de la composante radiale de l’induction magnétique  $B_r$  à l’intérieur d’un moteur tout aimant, présenté par Merit [9, 47].

Une autre considération à souligner concerne la fabrication d'un moteur tout aimant. Des couronnes d'aimant monobloc polarisées radialement ne sont pas facilement disponibles sur le marché. Par conséquent, les couronnes magnétiques utilisées dans le moteur qui nous avons utilisé sont obtenues par assemblage de tuiles magnétiques (Fig. 4.4a). Le marché ne propose pas de tuiles aimantées suivant la direction radiale, ainsi des tuiles d'aimantation axiale sont utilisées. De ce fait, le champ  $H_r$  résultant n'est plus uniforme le long d'une ligne circonférentielle [83]. La figure 4.4b montre cet effet sur les mesures du champ  $H_r$  obtenu par Dutres [86] à une distance de  $r = 0.3$  mm des tuiles du moteur tout aimant utilisé dans l'expérimentation de la section 2.2.1. On remarque une variation de l'ordre de 6% sur le niveau du champ. Cet effet influence la forme prise par le joint de ferrofluide à l'intérieur du haut-parleur. La figure 4.4c présente un montage du moteur et un cylindre transparent, avec un jeu de  $\epsilon = 0.3$  mm. On remarque une variation de la hauteur du joint le long du bord radial du piston.

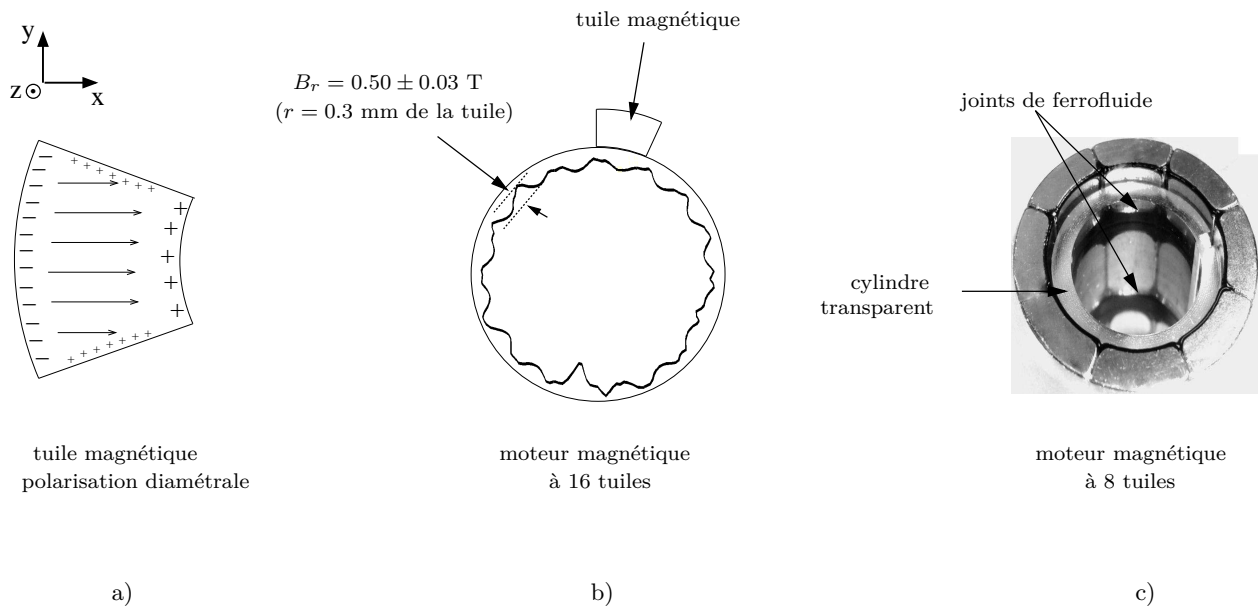


FIGURE 4.4 – a) Tuile magnétique, b) variation radiale du champ  $H_r$  mesuré à l'intérieur d'un moteur tout aimant [86], c) forme axisymétrique des joints de ferrofluide dans le haut-parleur.

## 4.3 Expérimentation

### 4.3.1 Description

Dans cette section, nous décrivons la manipulation développée pour évaluer le comportement d'une suspension à joint de ferrofluide dans un haut-parleur. Le montage de l'expérience est présenté à la figure 4.5. La partie fixe du banc de mesure correspond à un moteur tout aimant, dont le rayon interne est égal à  $R_{\text{int}} = 21.0/2$  mm. Les trois couronnes magnétiques qui composent le moteur sont caractérisées, respectivement, par les hauteurs  $h_{a1} = 6.0$  mm,  $h_{a2} = 12.0$  mm et  $h_{a3} = 6.0$  mm. Les anneaux sont en NdFeB et leur aimantation diamétrale vaut  $J_a = 1.4$  T ( $1.2$  M.A.m $^{-1}$ ).

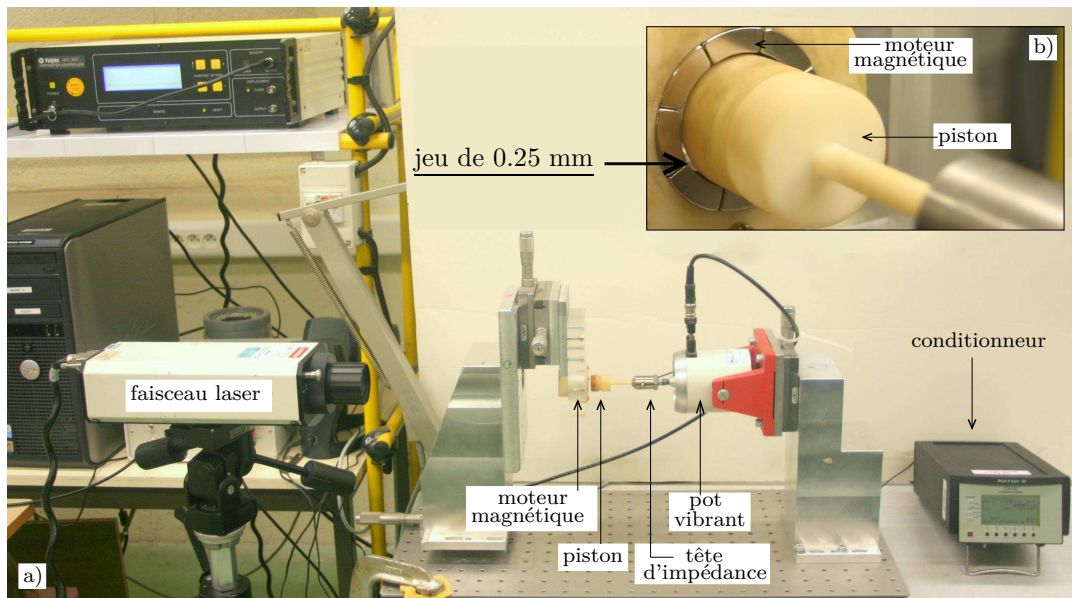


FIGURE 4.5 – Banc de mesure : a) vue globale b) zoom sur le jeu.

La partie mobile est un piston cylindrique de rayon  $R_p = 20.5/2$  mm et de hauteur  $h_p = 24.0$  mm. Pour réduire sa masse, le piston est une coque d'épaisseur  $e_c = 0.8$  mm, fabriqué en résine époxy (de module d'Young 3.5 GPa). Pour pouvoir le fixer au pot vibrant assurant l'excitation, un cylindre plein est ajouté à cette pièce lors de sa fabrication.

La figure 4.6 montre un calcul par éléments finis du module des champs de déplacement associés aux modes de la partie mobile avec une condition d'encastrement à l'extrémité du cylindre plein et libre sur les génératrices du piston (logiciel Comsol). Les résultats montrent que les deux premiers modes de vibration de la pièce, qui correspondent à des flexions du cylindre plein dans chacune des deux directions, sont dans la zone de fréquence de l'analyse de l'expérimentation (157 Hz et 160 Hz), mais ne seront pas fortement excités par l'effort axial. De plus, pour un modèle plus évolué, où les joints seraient représentés par une rigidité radiale, ces fréquences propres tendraient à augmenter. Seul le troisième mode pourrait être excité par notre essai, mais sa fréquence est en dehors de la gamme de mesure choisie.

Dans cette configuration, le jeu résultant entre les parties statique et mobile vaut :

$$\epsilon = R_{int} - R_p = 0.25 \text{ mm.}$$

Une fois que les deux parties sont centrées, le ferrofluide est ajouté dans le système. Pour faciliter la mise en œuvre de la manipulation, les mesures sont réalisées avec un seul joint.

La chaîne expérimentale et la méthodologie de mesure sont similaires à celles utilisées dans l'expérimentation du chapitre 3, dont le schéma est représenté à la figure 3.9. L'excitation mécanique est réalisée par un pot vibrant électrodynamique à une fréquence  $f$  qui varie pas à pas entre 10 Hz et 200 Hz. La force d'excitation  $F$  est mesurée par un capteur de force placé entre le pot vibrant et la pièce mobile. La vitesse  $v_p$  du piston est mesurée à l'aide d'un vibromètre laser. Une moyenne de 50 mesures est faite pour chaque fréquence. L'amplitude de vitesse d'oscillation est maintenue

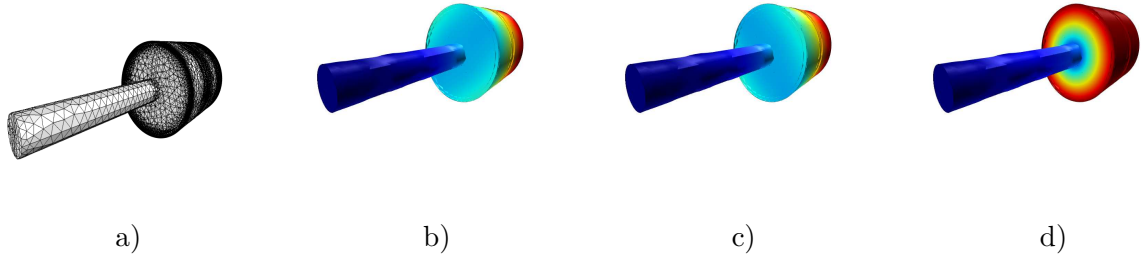


FIGURE 4.6 – Modules des champs de déplacement associés aux modes vibratoires de la pièce mobile (piston + tige) : a) maillage, b) premier mode de flexion de la tige (157 Hz), c) deuxième mode de flexion de la tige (160 Hz) et d) troisième mode déformation du plan de liaison cylindre-tige (504 Hz).

constante tout au long du balayage en fréquence :  $V_0 = 3.5 \text{ mm/s}$ . Si l'on fait l'hypothèse que le champ de vitesse dans le ferrofluide est linéaire en fonction de la position radiale, malgré une variation locale de la viscosité due au gradient de champ magnétique, l'amplitude du taux de cisaillement résultante est égale à  $\Gamma = V_0/\epsilon = 14.0 \text{ s}^{-1}$ . Cette valeur est du même ordre de grandeur que celle de l'expérimentation du chapitre 3. L'impédance mécanique complexe en fonction de la fréquence,  $Z(f)$ , est alors obtenue à partir du rapport entre force et vitesse.

### 4.3.2 Procédure d'exploitation des données expérimentales

Dans cette section nous présentons les procédures d'exploitation des données expérimentales. De manière similaire au chapitre 3, les mesures fournissent l'impédance mécanique du système sous la forme :

$$Z(H, f) = (m_0 + m)j\omega + (c_0(f) + c(H, f)) + \frac{k_0(f) + k(H, f)}{j\omega}, \quad (4.1)$$

où  $m_0$  est la masse correspondante à l'équipage mobile, égale à la masse du piston ( $M_p = 2,56 \text{ g}$ ) plus la masse sismique du capteur (Fig. 3.16) :  $m_0 = M_p + m_s$ . Les paramètres  $c_0$  et  $k_0$  sont associés, respectivement, à l'amortissement et à la raideur résiduels caractéristiques du système. Les coefficients de masse  $m$ , d'amortissement  $c$  et de raideur  $k$  représentent les efforts induits par le joint de ferrofluide sur la réponse dynamique du piston.  $c$  et  $k$  sont considérés comme fonction du champ magnétique  $H$  et de la fréquence  $f$  d'oscillation. L'amortissement du système est associé à la partie réelle  $\Re e(Z)$  et alors que les composantes de raideur et de masse contribuent à la partie imaginaire  $\Im m(Z)$ .

La procédure de mesure des efforts exercés par le joint est divisée en deux étapes. Dans un premier temps, l'impédance  $Z_0$  est mesurée sans le joint pour déterminer amortissement et raideur résiduels :

$$c_0(f) = \Re e(Z_0(f)) \quad \text{et} \quad m_0\omega - \frac{k_0(f)}{\omega} = \Im m(Z_0(f)). \quad (4.2)$$

Par la suite, les mesures sont réalisées en présence d'un joint. L'amortissement ajoutée est alors déterminée :

$$c(H, f) = \Re e(Z(f)) - c_0(f), \quad (4.3)$$

L'effet de masse ajoutée correspond à un tiers de la masse du fluide du joint [65] :  $m = \frac{M_f}{3}$ . La raideur ajoutée est alors déterminée à partir de l'équation suivante :

$$k(H, f) = \left[ \left( m_0 \omega - \frac{k_0(f)}{\omega} \right) + m \omega - \Im m(Z(f)) \right] \omega. \quad (4.4)$$

## 4.4 Modélisation

### 4.4.1 Modèle magnétique d'un moteur tout aimant

Dans cette section, nous détaillons les caractéristiques du champ magnétique à l'intérieur du moteur. Nous utilisons un modèle présenté par Ravaut [83] pour estimer le champ créé à l'intérieur d'un aimant permanent annulaire de polarisation radiale. Comme les aimants et l'air sont considérés comme des milieux linéaires, le champ magnétique dans le moteur peut être estimé par la superposition des champs créés par chacune des trois couronnes [9].

Le champ magnétique radial  $\overline{H}_r$  et axial  $\overline{H}_z$  sont déterminés à partir de la géométrie de la pièce ( $R_{\text{int}}$ ,  $R_{\text{ext}}$ ,  $h_a$ ) et de sa magnétisation  $J_a$ . Le niveau total du champ est obtenu par la somme quadratique des deux composantes :  $\overline{H} = \sqrt{\overline{H}_r^2 + \overline{H}_z^2}$ . La figure 4.7 montre un exemple de la variation du champ magnétique le long d'une ligne suivant l'axe  $z$ . La géométrie de la couronne utilisée est la suivante :  $R_{\text{int}}=10.5$  mm,  $R_{\text{ext}}=14.5$  mm et  $h_a=12.0$  mm. Son aimantation est égale à  $J_a=1.4$  T ( $\sim 1.2$  M.A/m). Les valeurs sont calculées à une distance radiale de  $r = 0.20$  mm par rapport à la surface interne de la couronne, zone du contact entre le piston et le ferrofluide.

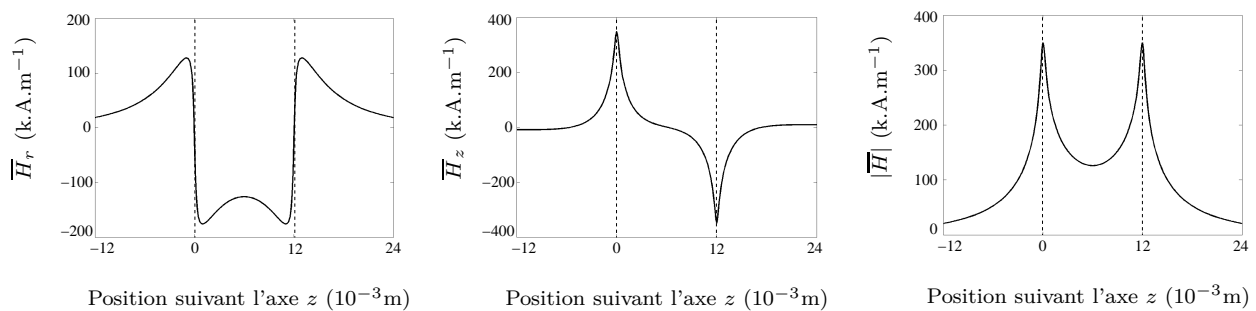


FIGURE 4.7 – Champ magnétique calculé à l'intérieur d'une couronne polarisée radialement à une distance de 0.25 mm de la surface intérieure : a) composante radiale, b) composante axiale, c) module du champ magnétique.

Afin de vérifier le modèle, les résultats du champ  $\overline{H}_r$  obtenus sont comparés avec les valeurs mesurées de  $H_r$ . La confrontation est faite sur le champ radial à une distance de 0.8 mm de la surface des aimants. La mesure de la composante axiale  $H_z$  n'est pas réalisable à cause de la taille de la sonde. La figure 4.8a présente les résultats de mesure. Les résultats obtenus pour une translation de la sonde parallèlement à l'axe de symétrie (droite CD) sont présentés à la figure 4.8b et ceux le long d'un axe radial (droite AB) à la figure 4.8c.

Dans le sens radial (Fig. 4.8b), le modèle donne des valeurs plus faibles que celles des mesures. Ceci est probablement dû aux inhomogénéités azimuthales du champ et/ou à des imprécisions sur

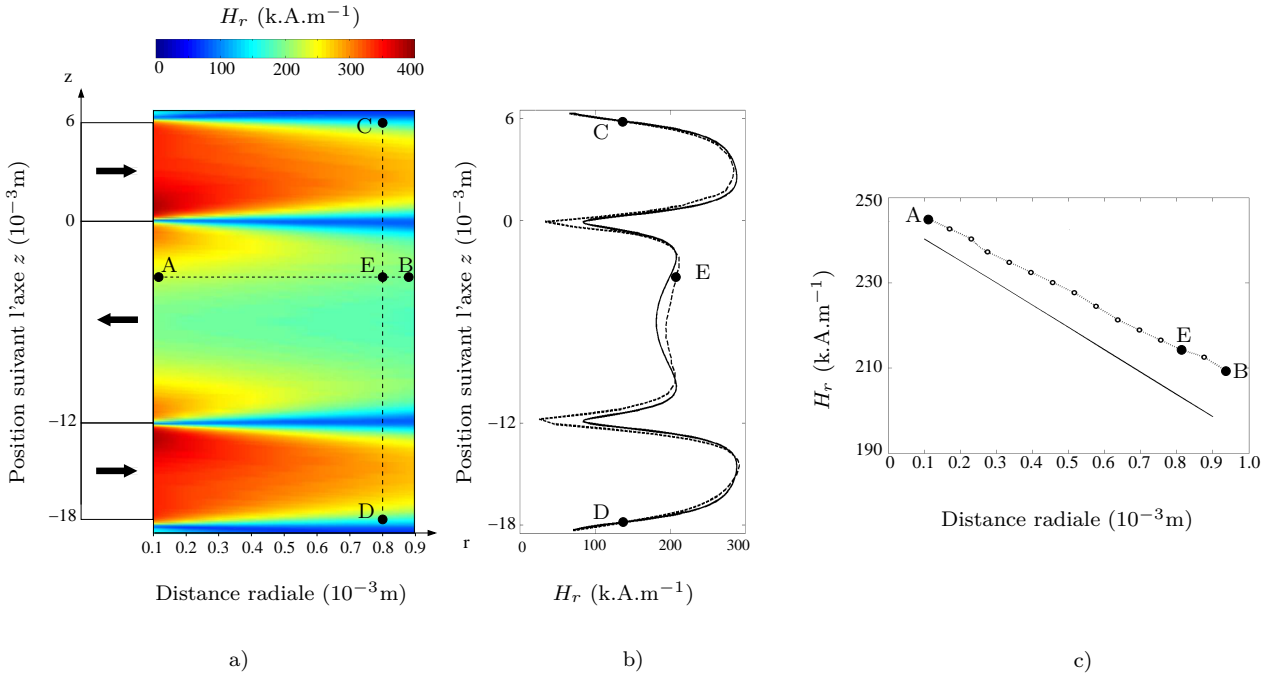


FIGURE 4.8 – Valeurs de la composante radiale du champ magnétique mesuré  $H_r$  (ligne discontinue) et du modèle  $\overline{H}_r$  (ligne continue) : a) dans un plan  $rz$ , b) en coupe, au long l'axe  $z$  et c) en coupe, au long l'axe  $r$ .

les paramètres du modèle. Néanmoins l'accord est estimé suffisant. L'exploration dans le sens axial (Fig. 4.8c) indique un décalage entre les deux résultats de l'ordre de  $10 \text{ k.A.m}^{-1}$  ( $\sim 5\%$ ). Ces deux écarts sont induits par une possible sous-estimation de la valeur de l'aimantation  $J_a$  de la pièce centrale. Nous considérerons que ces résultats valident le modèle associé à notre expérimentation.

De ce fait, le champ magnétique  $\overline{H}(r, z)$  est calculé aux points appartenant à la surface de contact du joint avec le piston : sur le plan  $r = \epsilon$ . La figure 4.9a présente le résultat obtenu. Le joint de ferrofluide est placé dans le moteur à la région entre deux couronnes consécutives. Dans notre expérience, où un seul joint est évalué, il va occuper la position autour du  $z = 0 \text{ mm}$ . On remarque que le champ magnétique, dans cette zone, est de l'ordre de  $1 \text{ M.A.m}^{-1}$ . Il est intéressant de noter que, si pour l'excitation magnétique des haut-parleurs, en général, c'est la composante radiale  $H_r$  qui intervient, pour une suspension à ferrofluide, c'est la composante axiale  $H_z$  qui prédomine.

Les équations analytiques sur lesquelles sont basées l'estimation du champ magnétique  $\overline{H}$  sont composées d'intégrales elliptiques, dont la solution analytique est d'une complexité élevée (voir les équations dans [10, 83]). Afin d'utiliser de façon analytique cette évolution du champ, ce comportement dans la région du joint est approximé par des polynômes  $\tilde{H}$  d'ordre 2 définis par morceaux. Comme le comportement du champ n'est pas symétrique, l'approximation est réalisée en deux étapes : une approximation de la courbe  $\tilde{H}_I$  pour les  $z < 0$  et une autre approximation  $\tilde{H}_{II}$  pour les  $z > 0$ . La figure 4.10 montre le résultat de l'approximation quadratique obtenue par la fonction *polyfit* de

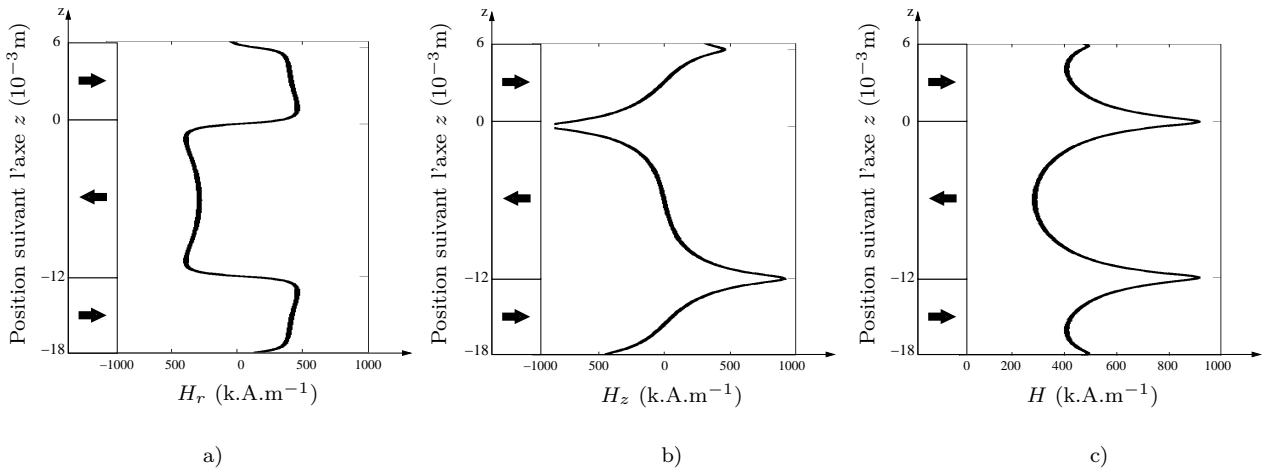


FIGURE 4.9 – Composantes du champ magnétique calculé à l'intérieur du banc de mesure à la distance radiale  $r = 0.25$  mm : a)  $H_r$ , b)  $H_z$  et c)  $H$ .

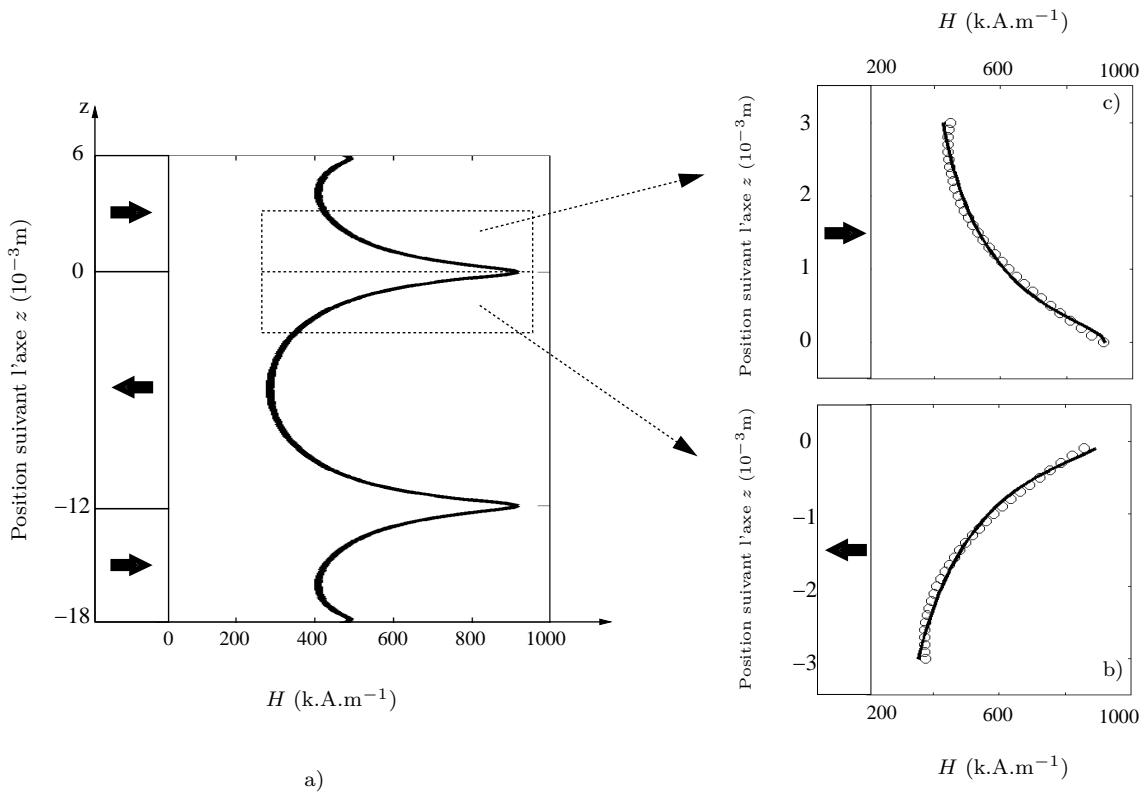


FIGURE 4.10 – Niveau du champ magnétique calculé à l'intérieur du moteur à la distance radiale  $r = 0.25$  mm : a) suivant la direction axiale, b) zoom à proximité au-dessous du joint ( $\tilde{H}_I$  en cercles et  $\bar{H}$  en ligne continue) et c) zoom à proximité au-dessus du joint ( $\tilde{H}_{II}$  en cercles et  $\bar{H}$  en ligne continue).



Matlab. Les équations obtenues sont les suivantes :

$$\tilde{H}_I(z) = 6.9 \cdot 10^7 z^2 + 3.8 \cdot 10^5 z + 8.9 \cdot 10^2, \quad \text{pour } 0 \leq z < 3, \quad (4.5)$$

$$\tilde{H}_{II}(z) = 6.5 \cdot 10^7 z^2 - 3.5 \cdot 10^5 z + 9.1 \cdot 10^2, \quad \text{pour } -3 < z < 0. \quad (4.6)$$

Cette relation permet d'exprimer d'une manière simplifiée le comportement du champ magnétique dans le moteur dans la région du joint. Elle sera utilisée dans les calculs de viscosité et de contrainte de cisaillement.

#### 4.4.2 Modèle viscomagnétique d'un ferrofluide

Nous présentons dans cette section une méthodologie pour estimer l'amortissement visqueux d'une suspension à joint de ferrofluide. Le modèle est basé sur l'étude développée dans le chapitre 3 concernant le comportement de la viscosité des ferrofluides. Leur caractérisation a été réalisée pour un cisaillement oscillatoire et un champ magnétique homogène. Ces résultats expérimentaux ont montré l'influence du champ magnétique et de la fréquence d'oscillation sur la viscosité (voir Fig. 3.24 pour le ferrofluide APGW10).

Dans le but de permettre un calcul analytique, une évolution linéaire de la viscosité en fonction du logarithme du champ magnétique est choisie : plus le champ est élevé, plus la viscosité est importante. Les coefficients des droites sont paramétrés en fréquence :

$$\tilde{\eta}(H, f) = a(f) \log(H) + b(f), \quad (4.7)$$

où  $a(f)$  et  $b(f)$  sont les coefficients qui définissent chaque droite. Ils sont déterminés par la méthodologie décrite à la section 1.3.1 appliquée aux valeurs des figures 4.11a et 4.11b, où le modèle linéaire obtenu est représenté en traits pointillés.

De ce fait, pour cet échantillon de ferrofluide et pour ces fréquences d'analyse, nous pouvons estimer les valeurs de la viscosité  $\tilde{\eta}$  pour les niveaux de champ existant dans le moteur du banc de mesure. À partir du champ magnétique  $\tilde{H}(r, z)$ , on peut alors obtenir  $\tilde{\eta}(\tilde{H}, f)$ . La figure 4.12 montre cette variation à la distance radiale  $r = 0.25$  mm pour plusieurs fréquences, dans les zones potentielles de contact du ferrofluide avec le piston.

Puisque la viscosité du ferrofluide est connue localement, les effets d'amortissement du joint peuvent alors être estimés par intégration spatiale :

$$\tilde{c}v_p = \int_{-h/2}^{h/2} \eta(H(\epsilon, z), f) \frac{dv}{dr} 2\pi R_p dz. \quad (4.8)$$

Les bornes de l'intégrale correspondent à la hauteur de la surface de contact du joint avec le piston. Le profil local de vitesse du fluide est pris en compte par la dérivée  $\frac{dv}{dr}$ . Pour l'expérimentation, dans la condition de balayage en fréquence à amplitude de vitesse constante, le déplacement le plus grand a lieu à la fréquence minimum :  $\delta z_{max} = V_0 / (2\pi f_{min}) = 0.06$  mm. Cette excursion est du même ordre de grandeur que le jeu  $\epsilon = 0.25$  mm. Par conséquent, on pourra supposer une absence de glissement à la surface de contact, et le joint et le piston ont ainsi la même vitesse  $v_p$ .

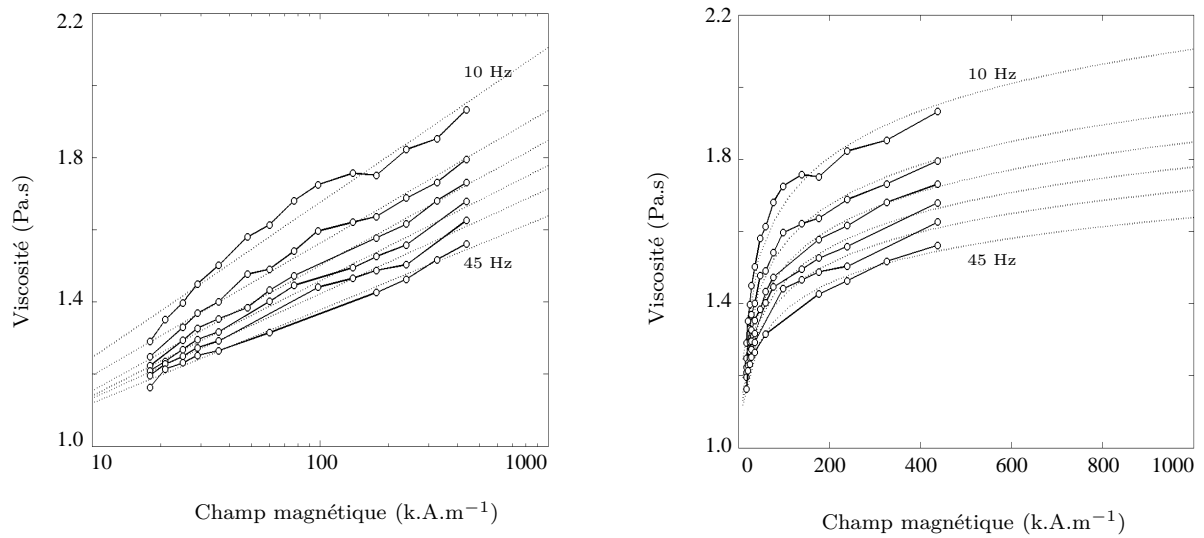


FIGURE 4.11 – Dépendance de la viscosité du ferrofluide APGW10 en condition de cisaillement oscillatoire en fonction du champ magnétique pour des fréquences de 10, 16, 20, 28, 38 et 45 Hz ( $\eta$  en lignes continues et  $\tilde{\eta}$  en lignes pointillées) : a) échelles semi-logarithmes et b) échelles linéaires.

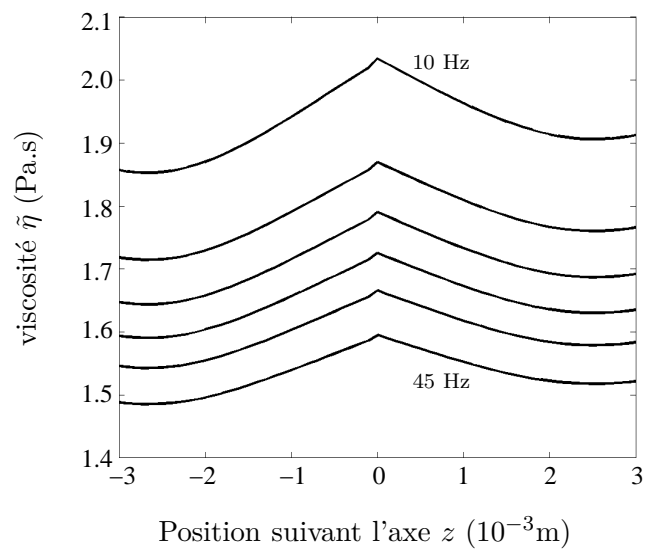


FIGURE 4.12 – Valeurs de la viscosité  $\tilde{\eta}(H, f)$  du ferrofluide APGW10 dans le moteur pour six fréquences : 10, 16, 20, 28, 38, et 45 Hz.

Si l'on fait l'hypothèse que, malgré la variation de viscosité dans la direction radiale, le champ de vitesse est linéaire par rapport à la variable radiale, on obtient :

$$\tilde{c}V_0 = \int_{-h/2}^{h/2} \eta(H(\epsilon, z), f) \frac{V_0}{\epsilon} 2\pi R_p dz. \quad (4.9)$$

Le champ  $H$  est représenté par l'approximation  $\tilde{H}$  du comportement magnétique du moteur utilisé dans l'expérimentation :

$$\tilde{c} = \frac{1}{\epsilon} 2\pi R_p \left[ \int_{-h/2}^0 \eta(\tilde{H}_I(\epsilon, z), f) dz + \int_0^{h/2} \eta(\tilde{H}_{II}(\epsilon, z), f) dz \right]. \quad (4.10)$$

L'amortissement est évalué dans le cas d'un joint de ferrofluide APGW10. La viscosité  $\eta$  est alors exprimée par les fonctions  $\tilde{\eta}$  :

$$\tilde{c} = \frac{1}{\epsilon} 2\pi R_p \left[ \int_{-h/2}^0 \tilde{\eta}(\tilde{H}_I(\epsilon, z), f) dz + \int_0^{h/2} \tilde{\eta}(\tilde{H}_{II}(\epsilon, z), f) dz \right] = \quad (4.11)$$

$$= \frac{1}{\epsilon} 2\pi R_p \left[ \int_{-h/2}^0 \left( a(f) \log(\tilde{H}_I(\epsilon, z)) + b(f) \right) dz + \int_0^{h/2} \left( a(f) \log(\tilde{H}_{II}(\epsilon, z)) + b(f) \right) dz \right]. \quad (4.12)$$

Pour une fréquence  $f$  donnée, on obtient :

$$\tilde{c} = \frac{1}{\epsilon} 2\pi R_p \left[ a \int_{-h/2}^0 \log(\tilde{H}_I(z)) dz + a \int_0^{h/2} \log(\tilde{H}_{II}(z)) dz + bh \right], \quad (4.13)$$

où les coefficients  $a$  et  $b$  sont connus.

Les fonctions  $\tilde{H}_I$  et  $\tilde{H}_{II}$  sont des équations quadratiques (Eq. 4.5). La solution de ce type d'intégrale est de la forme :

$$\int \log(pz^2 + sz + t) dz = \frac{1}{p} \sqrt{4pt - s^2} \tan^{-1} \left( \frac{2pz + s}{\sqrt{4pt - s^2}} \right) - 2z + \left( \frac{s}{2p} + z \right) \log(pz^2 + sz + t), \quad (4.14)$$

où les coefficients  $p$ ,  $s$  et  $t$  sont connus. La solution de l'équation 4.13 est alors déterminée. Elle permet d'estimer l'amortissement  $\tilde{c}$  d'une suspension à joint du ferrofluide APGW10 dans le moteur de l'expérimentation, à partir d'une hauteur  $h$  de joint.

Nous considérons dans le modèle que le champ magnétique est constant le long de la direction azimutale, comme montre la figure 4.13. Même si expérimentalement, le champ existant réellement dans le moteur entraîne une non-uniformité dans la direction azimutale, comme montrée à la figure 4.4, cet effet n'est pas considéré dans notre étude.

## 4.5 Résultats expérimentaux

Les résultats obtenus sont évalués en fonction des propriétés physiques du fluide et en fonction de la géométrie du joint annulaire. Quatre échantillons de ferrofluides commerciaux fabriqués par Ferrotec sont utilisés (tableau 4.1). Les trois premiers ferrofluides de la liste sont couplés deux à deux, de façon à permettre d'analyser séparément les effets dus à leur propriété visqueuse des effets

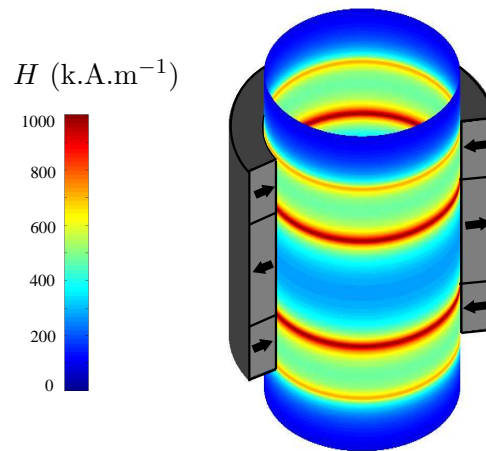


FIGURE 4.13 – Champ magnétique considéré à l'intérieur du moteur magnétique à  $r = \epsilon$  : constant le long de la direction azimutale.

ferrofluide	saturation magnétique $J$ [k.A.m <sup>-1</sup> ]	viscosité (état initial) $\eta(0,0)$ [Pa.s]	masse volumique $\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]
APGW10	32	1.0	1310
APGW05	32	0.5	1330
APGL12	18	0.5	1150
APGL17	9	0.06	1050

TABLE 4.1 – Propriétés physiques des échantillons de ferrofluide analysés.

due à leur propriété magnétique. Le quatrième est un ferrofluide caractérisé par de faibles viscosité et saturation magnétique. Son comportement est proche d'un fluide non magnétique et non visqueux.

Comme décrit à la section 4.3, le joint est ajouté dans le banc de mesure à l'aide d'une seringue. La masse  $M_f$  de ferrofluide injectée est déterminée à l'aide de deux pesées. Les résultats sont analysés en fonction du volume des joints. Pour chaque échantillon, cinq volumes de joint sont analysés : 0.03 g, 0.05 g, 0.07 g, 0.09 g et 0.11 g. La figure 4.14 montre une photo du joint composé du ferrofluide APGW10 dans le moteur, sans le piston, pour chacune des cinq conditions.

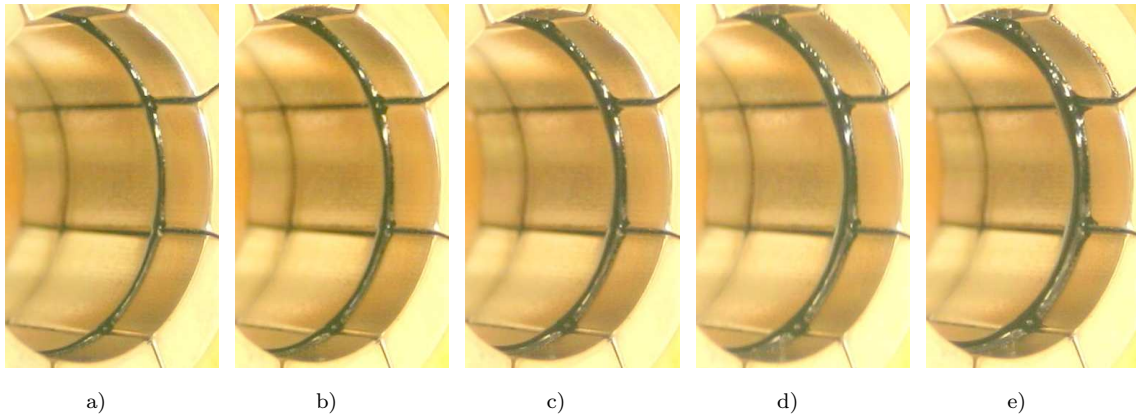


FIGURE 4.14 – Les cinq volumes d'un joint du ferrofluide APGW10 dans le banc de mesure, sans le piston.

Les mesures sont effectuées avec les mêmes masses pour tous les ferrofluides. Comme les ferrofluides utilisés sont de masses volumiques différentes, les joints possèdent des volumes de fluide différents (Fig. 4.15).

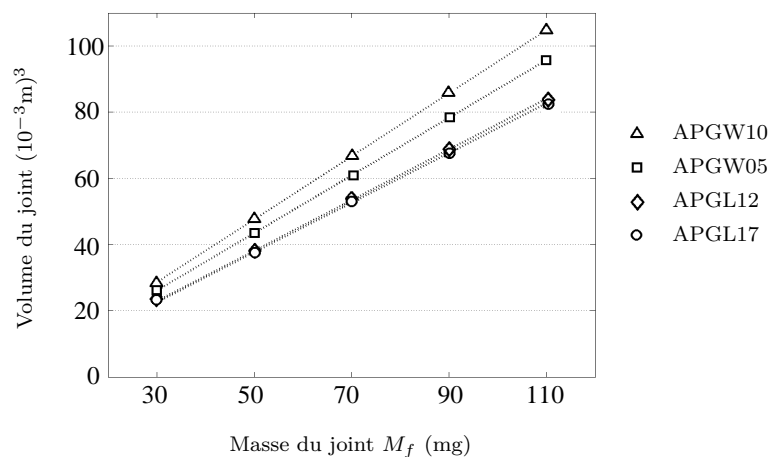


FIGURE 4.15 – Correspondance entre masse et volume pour les 4 ferrofluides testés.

### 4.5.1 Raideur axiale de la suspension

Les résultats expérimentaux de la raideur axiale exercée par un joint de ferrofluide soumis à un champ magnétique non-uniforme sont maintenant présentés. Les valeurs sont obtenues à partir de la partie imaginaire de l'impédance mesurée (Eq. 4.4) à laquelle masse et raideur ajoutées contribuent. Comme dans le cas d'une goutte, nous déterminons d'abord l'effet de la masse ajoutée,  $m = M_f/3$ . Sa contribution à la partie imaginaire de l'impédance est présentée à la figure 4.16. Bien que le

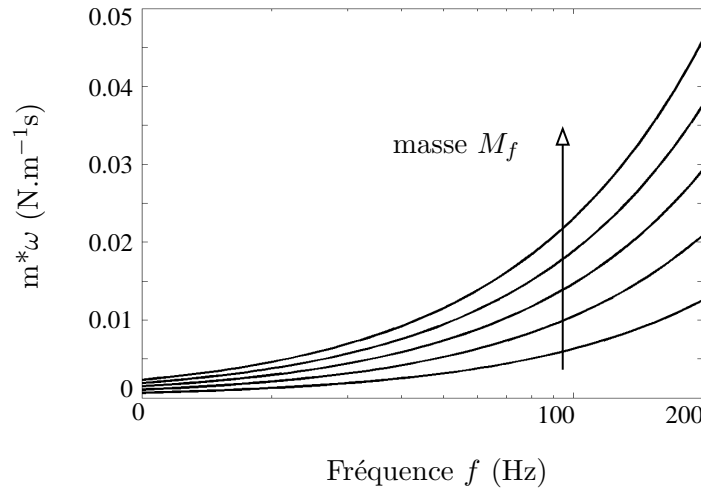


FIGURE 4.16 – Contribution de la masse ajoutée à la partie réelle de l'impédance en fonction du volume du joint et de la fréquence.

coefficient de masse ajoutée soit constant, son influence augmente avec la fréquence. En plus, on remarque que pour le cas du joint le plus grand ( $M_f = 0.11$  g), son effet est de l'ordre de 1.5% de la masse du piston ici testé. Pour le cas d'un futur haut-parleur, on notera que (i) la pièce mobile ne contient pas la masse de la tige pleine, mais la masse du fil de la bobine, et (ii) qu'il faut considérer un facteur 2 pour cet effet, dû à l'existence de deux joints dans le système. Ainsi, l'utilisation d'un volume excessif de ferrofluide dans une suspension peut surcharger de façon non négligeable la masse de l'équipage mobile.

Puisque les valeurs  $m$  de masse ajoutée sont connues, l'effet de raideur ajouté par le joint de ferrofluide peut être extrait de la partie réelle de l'impédance (Fig. 4.17).

Les résultats montrent une variation non significative de la raideur par rapport au volume du joint. De ce fait, la figure 4.18 présente les résultats pour les quatre échantillons évalués à la condition de iso-volume égal à  $80 \pm 5$  mm<sup>3</sup> (voir Fig. 4.15).

On remarque que plus la saturation magnétique  $J$  du ferrofluide utilisé est grande, plus la raideur du joint augmente. De plus, la raideur croît avec la fréquence, et ce d'autant plus que la saturation magnétique est importante. L'indépendance de la raideur vis-à-vis du volume du joint suggère que la grandeur mesurée n'est dépendante que de la surface libre des joints dans la direction axiale.

Les valeurs obtenues sont comparées avec la raideur d'une enceinte de type fermée (voir section 1.2.3). Cette raideur est donnée par :  $k_{cav} = \frac{\rho}{V_{air}} (cS)^2$ . Pour le cas fictif d'un haut-parleur

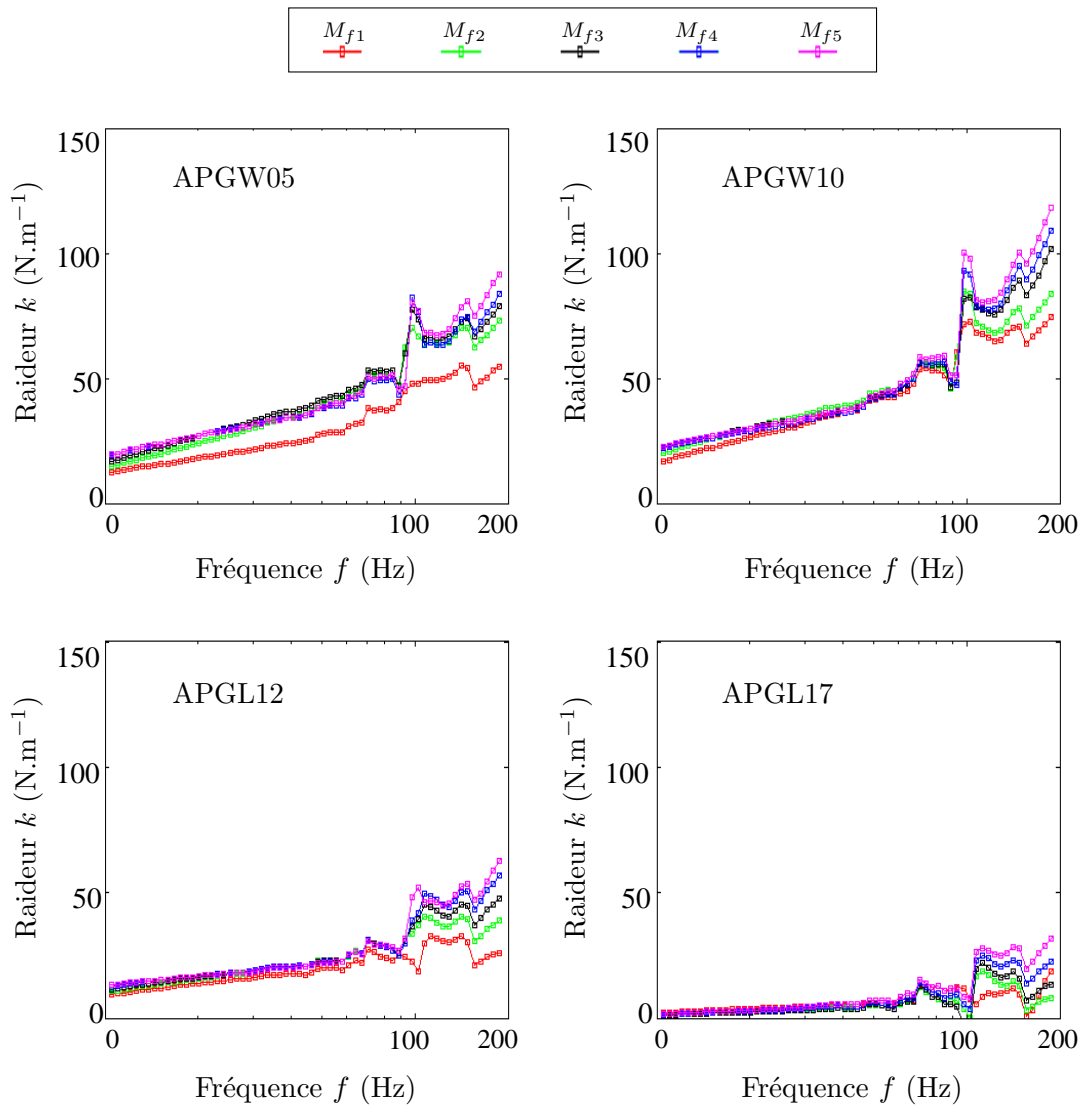


FIGURE 4.17 – Valeurs expérimentales de la raideur axiale de quatre échantillons de ferrofluide pour cinq volumes de joint.

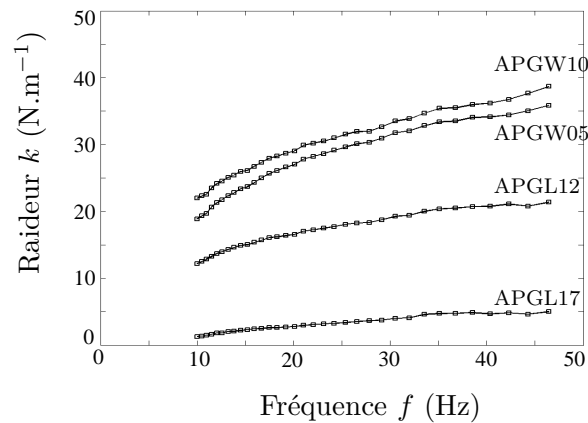


FIGURE 4.18 – Valeurs de raideur pour les quatre joints de ferrofluide pour un volume voisin de  $80 \pm 5 \text{ mm}^3$ .

traditionnel de rayon  $R_m = 0.1$  m, qui fait une surface  $S = \pi R^2 = 3.1 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$ , et volume d'air  $V_{air} = 10$  L, on obtient  $k_{cav} = 14 \text{ kN.m}^{-1}$ . Cette raideur est bien plus élevée que celle apportée par la suspension ferrofluide ( $< 40 \text{ N.m}^{-1}$ ), de sorte que son influence pourra être considérée négligeable.

### 4.5.2 Amortissement axial de la suspension

Les résultats expérimentaux des effets de l'amortissement d'une suspension à joint de ferrofluide sont présentés à la figure 4.19. Les courbes sont présentées par échantillon de fluide. Pour chaque cas, les cinq courbes correspondant aux différents volumes de joint, sont présentées.

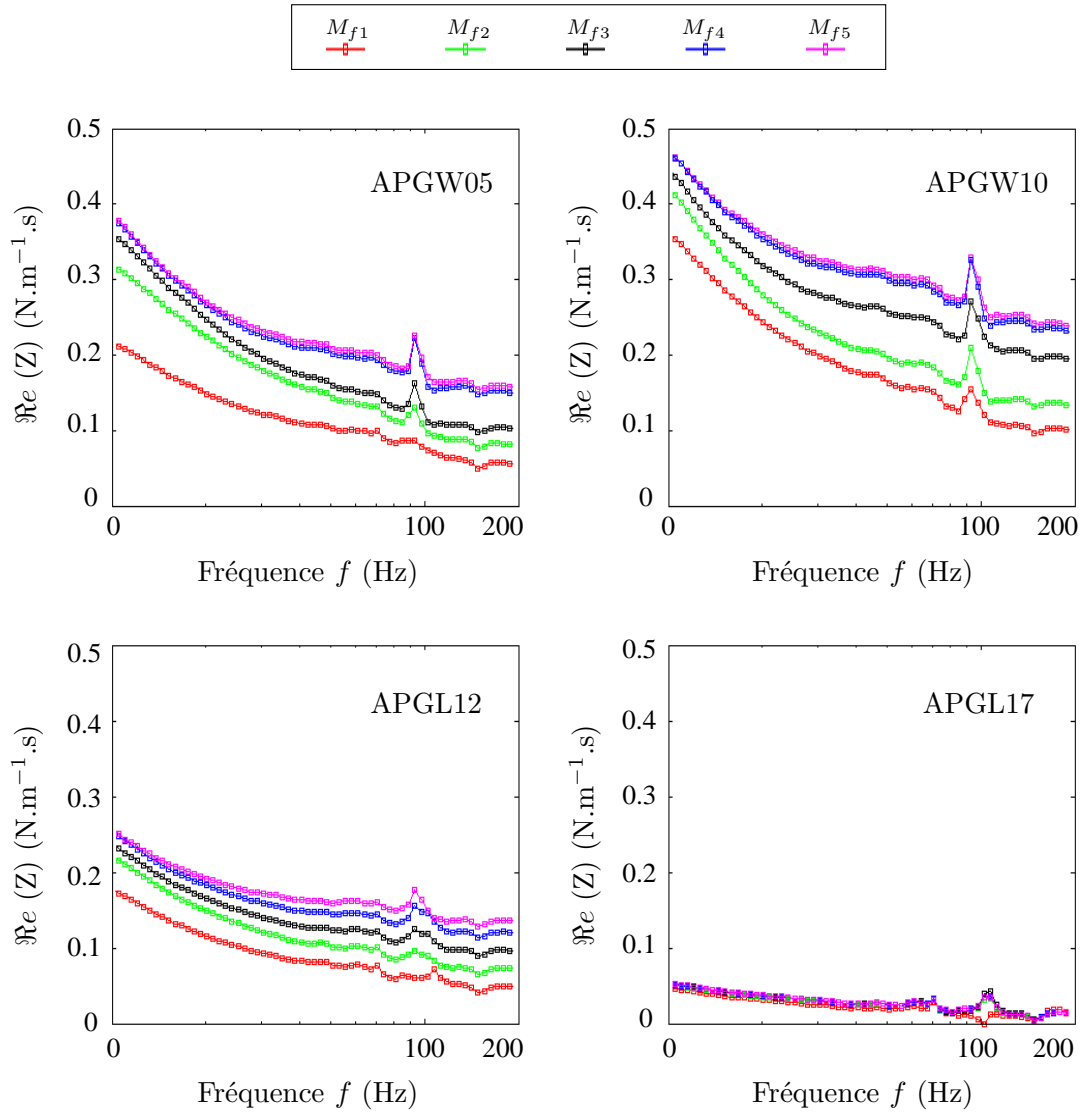


FIGURE 4.19 – Partie réelle de l'impédance mesurée pour quatre échantillons de ferrofluide et cinq volumes de joint.

Les courbes obtenues nous permettent de faire les remarques suivantes :

- plus la fréquence augmente, plus l'amortissement apporté par le joint est faible. Ce résultat est cohérent avec les conclusions du chapitre 3 ;



- plus le volume du joint est grand, plus l’amortissement augmente jusqu’à un volume limite, à partir duquel la variation devient négligeable. Cela suggère que l’augmentation de l’amortissement, proportionnel à la viscosité  $\eta$ , est significative tant que le champ magnétique est significatif (Fig 4.20a-b) ;

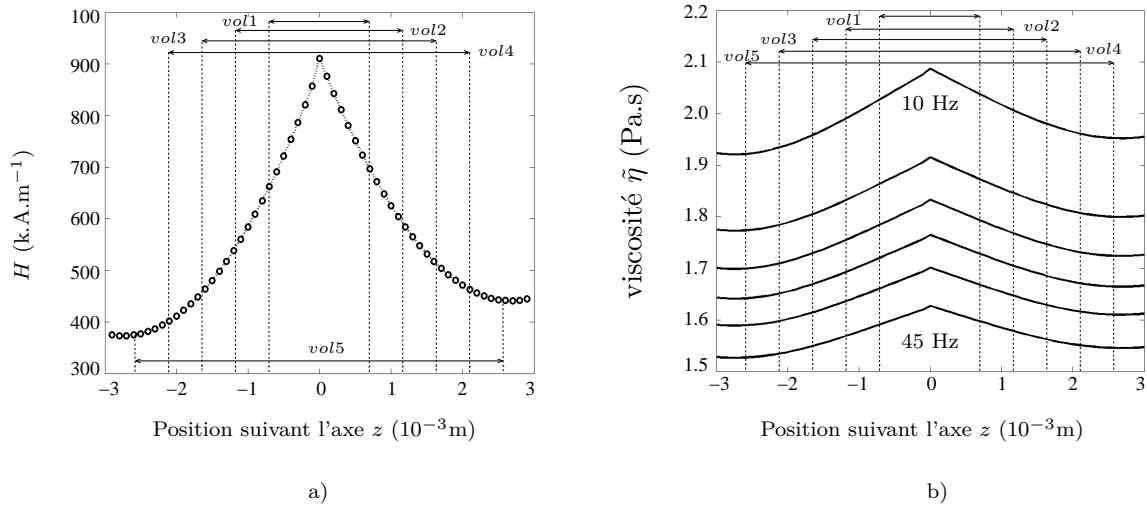


FIGURE 4.20 – a) Niveaux du champ magnétique et b) niveaux de viscosité correspondant aux volumes de joints évalués pour le ferrofluide APGW10.

- plus la viscosité du ferrofluide au repos, i.e. sans champ magnétique, est grande, plus l’amortissement augmente ;
- plus la saturation magnétique est grande, plus la dissipation est élevée ;
- les courbes de l’échantillon APGL17 confirment les effets quasi négligeables d’un ferrofluide de propriétés ayant de faibles valeurs. Cet essai démontre les capacités du montage expérimental à mesurer de faibles effets.

Dans la suite les résultats expérimentaux de  $c$  sont confrontés avec les valeurs d’amortissement  $\tilde{c}$  estimées par le modèle décrit à la section 4.4.2. Les résultats issus du modèle sont limités au cas du ferrofluide APGW10 et aux basses fréquences, i.e. aux conditions expérimentales du chapitre 3.

Les observations sont les suivantes :

- le modèle prévoit une décroissance de l’amortissement avec l’augmentation de la fréquence et une croissance de l’amortissement avec le volume du joint, comportements cohérents avec le résultat expérimental ;
- alors qu’avec l’accroissement de volume, l’amortissement mesuré atteint un seuil, ceci n’est pas prédit par le modèle dans cette gamme de volume.
- pour le cas du volume le plus petit, les valeurs du modèle sont en bon accord avec celles obtenues expérimentalement.
- pour des volumes plus importants, les résultats du modèle sont surestimés par rapport aux valeurs expérimentales. Un des motifs serait une surestimation du champ magnétique par le modèle.

Un modèle plus précis de l’écoulement, en considérant une variation de la viscosité dans la direction radiale (voir Fig. 3.5), induirait un gradient de vitesse à proximité du piston plus élevé que celui

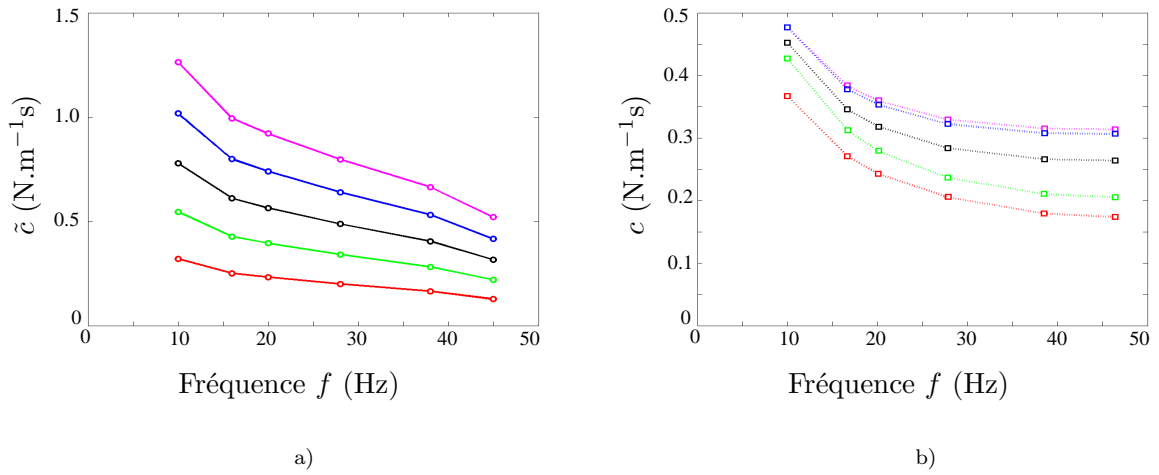


FIGURE 4.21 – Valeurs de l’amortissement d’un joint à ferrofluide : a) valeurs de  $\tilde{c}$  déterminées par le modèle analytique et b) valeurs de  $c$  obtenues expérimentalement.

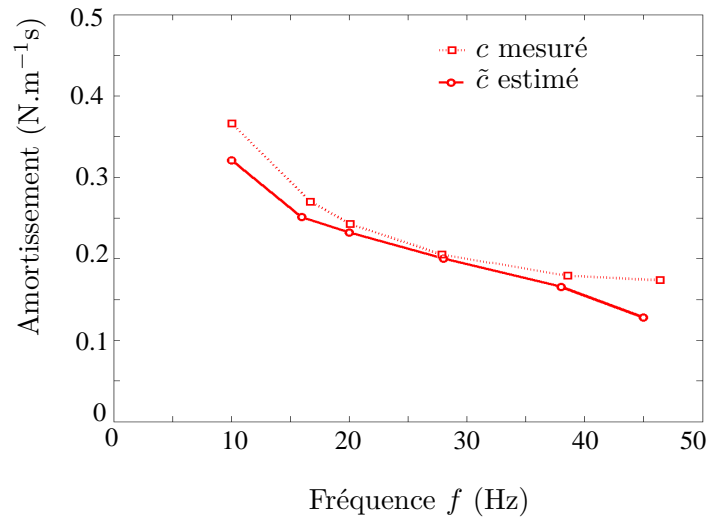


FIGURE 4.22 – Valeurs de l’amortissement d’un joint à ferrofluide.

estimé par le modèle d'écoulement linéaire. Ce nouveau modèle prévoirait donc des contraintes tangentielles plus élevées en surface du piston. Cela écarterait encore plus les résultats numériques des résultats expérimentaux.

Une autre voie pour rechercher les causes de cette surestimation, serait une mesure de la composante axiale du champ magnétique, afin de la confronter au résultat du modèle. En effet, c'est le module du champ qui influe sur la valeur de viscosité du ferrofluide : une surestimation de celui-ci, loin du centre du joint, pourrait être la cause de ce biais.

## 4.6 Conclusion du chapitre 4

Les effets d'une suspension à joint de ferrofluide sur un piston en translation axiale, dans les conditions existantes dans le haut-parleur, ont été étudiés dans ce chapitre. Une expérimentation a été développée au sein d'un moteur tout aimant afin de considérer la variation spatiale du champ magnétique.

Les résultats expérimentaux ont montré que la raideur axiale induite par un joint de ferrofluide augmente avec le niveau de la saturation magnétique et avec la fréquence d'oscillation. Les résultats ont aussi montré une variation non significative de la raideur par rapport au volume du joint. Ceci suggère que son effet dépend uniquement de la surface libre des joints.

Dans un deuxième temps, le comportement visqueux du joint a été évalué. Les résultats ont montré que l'amortissement amené par un joint croît avec la viscosité initiale  $\eta(0, 0)$  du ferrofluide et diminue avec la fréquence d'oscillation. Concernant le volume du joint, l'amortissement augmente jusqu'à un volume limite, à partir duquel la variation devient négligeable, ce qui suggère que l'augmentation de l'amortissement est significatif tant que le champ magnétique est significatif.

Un modèle pour exprimer l'amortissement d'un joint du ferrofluide APGW10 a été proposé en prenant en compte le comportement visqueux de ce ferrofluide en cisaillement oscillatoire, caractérisé dans le chapitre précédent. Les résultats sont en bon accord avec les valeurs expérimentales pour le cas d'un volume faible de joint.

# Conclusion générale

Ce travail de thèse a porté sur l'étude en statique et en dynamique d'une suspension de haut-parleur à joint de ferrofluide. Les analyses ont été réalisées en fonction du volume du joint et des propriétés du ferrofluide, saturation magnétique et viscosité. Une approche expérimentale a été privilégiée. Elle a nécessité des mises en œuvre délicates de part la présence d'un champ magnétique élevé ( $H \sim 1 \text{ M.A.m}^{-1}$ ) et la faible épaisseur ( $\epsilon \sim 0.3 \text{ mm}$ ) des joints.

Quatre caractéristiques du joint ont été étudiées :

1. La raideur radiale  $k_r$  :

Les résultats ont montré que la raideur radiale de ce type de suspension augmente en fonction de la saturation magnétique du ferrofluide et du volume du joint. Cependant, ce comportement est vérifié jusqu'à un volume limite  $\text{vol}_M$  à partir duquel le niveau de la raideur reste constant.

2. La raideur axiale  $k$  :

Cette raideur augmente aussi en fonction de la saturation magnétique. Pour les mesures réalisées, elle est environ 100 fois plus faible que la raideur radiale mesurée dans les mêmes conditions (vers  $f \simeq 0 \text{ Hz}$  et pour l'APGW10). D'autre part, elle augmente avec la fréquence d'oscillation et sa variation par rapport au volume du joint est négligeable.

3. L'effet de masse ajoutée  $m$  :

Ce paramètre est fonction du volume du joint et son effet croît en fonction de la fréquence.

4. L'amortissement  $c$  :

Il est proportionnel à la viscosité  $\eta(0,0)$  du ferrofluide et il augmente aussi avec la saturation magnétique. Les résultats ont montré que l'effet d'amortissement du joint diminue avec la fréquence d'oscillation. Par rapport au volume du joint, il augmente jusqu'à un volume limite, à partir duquel la variation devient négligeable.

Un modèle pour estimer l'amortissement d'un joint a été proposé. Il est fonction (i) du volume du joint, (ii) du champ magnétique dans le moteur tout aimant et (iii) du comportement visqueux du ferrofluide en condition d'oscillation. Les valeurs obtenues sont en bon accord avec les résultats expérimentaux, pour le cas d'un petit volume de joint.

Dans le cadre du haut-parleur, les résultats obtenus peuvent contribuer au choix du type et du volume de ferrofluide à utiliser.

Le type de ferrofluide, caractérisé commercialement par la viscosité  $\eta(0, 0)$  et la saturation magnétique  $J$ , pourrait être choisi en fonction des niveaux de raideur (radiale et axiale) et d'amortissement envisagés pour le système du haut-parleur. Dans ce cas, les observations sont les suivantes :

I. La saturation magnétique  $J$  intervient sur la raideur du joint :

Dans le sens radial, une raideur  $k_r$  élevée est nécessaire pour minimiser le mouvement du piston hors de la direction axiale. Dans le sens axial, une raideur  $k$  petite est cherchée afin de réduire le volume d'air de l'enceinte acoustique, et par conséquent son encombrement.

On remarque que l'augmentation de la saturation magnétique est favorable pour  $k_r$  et défavorable pour  $k$ . Cependant, les niveaux de raideur axiale d'une suspension à joints de ferrofluide sont déjà bien faibles par rapport aux niveaux de raideur d'une suspension classique, les effets de la raideur radiale sont donc prépondérants. De ce fait, un ferrofluide de saturation magnétique élevée est indiqué.

II. La viscosité  $\eta(0, 0)$  intervient sur l'amortissement du joint :

Les pertes du haut-parleur sont associées en partie à l'amortissement de sa suspension. Cet amortissement modifie la courbe de réponse du haut-parleur, son rendement. L'optimum dépend de la charge acoustique et des choix de conception. Nous soulignons ici deux caractéristiques observées lors de l'étude présentée au chapitre 3. Les résultats ont montré que la viscosité ne varie pas par rapport à la vitesse d'excitation. Cet effet signifierait que l'amortissement du haut-parleur serait indépendant du niveau sonore du haut-parleur. Il doit être confirmé pour d'autres niveaux d'excitation plus élevés, une fois que cette étude a été limitée à la condition de petits déplacements (i.e.,  $z_{max} = 0.4$  mm, à  $f = 10$  Hz). Nous avons remarqué aussi que la viscosité des ferrofluides, en mouvement oscillatoire, diminue avec la fréquence d'oscillation. Les résultats ont montré que les ferrofluides peuvent présenter des viscosités dynamiques inférieures à celle mesurée sans champ magnétique sous cisaillement stationnaire  $\eta(0, 0)$ . Dans le cadre du haut-parleur, cet effet peut être intéressant si l'on cherche à minimiser l'amortissement même sous très fort champ magnétique.

Concernant le volume du joint, nous avons identifié que les effets d'amortissement et de raideur (radiale et axiale) induits par un joint sont significatifs tant que les niveaux du champ magnétique  $H$  et de son gradient  $\nabla H$  sont significatifs. Au delà d'un certain volume optimum, qui dépend de la configuration du moteur, les propriétés de guidage ne sont plus affectées.

Par ailleurs, nous avons identifié que l'effet de masse ajoutée augmente avec la fréquence. Cette masse s'ajoute à la masse du piston, de la bobine. L'utilisation d'un volume excessif de ferrofluide dans une suspension peut surcharger de façon non négligeable la masse de l'équipage mobile (i.e., de l'ordre de 1.5 % dans les conditions de notre étude) et altérer le rendement du haut-parleur. De plus, étant donné le coût très élevé du ferrofluide (de l'ordre de 1000 \$US/litre en 2010), la connaissance de cette limite en volume permet d'optimiser la quantité de fluide à utiliser.

Plusieurs perspectives de ce travail consisteraient à :

- estimer la raideur axiale théorique à partir de la variation de l'énergie magnétique [87, 88] due au déplacement du joint de ferrofluide entraîné par le piston ;

- 
- étendre les études présentées (i) à la gamme de fréquence du fonctionnement du haut-parleur ( $f > 500$  Hz) et (ii) pour de grands déplacements ;
  - analyser le comportement dynamique du joint de ferrofluide pour un déplacement radial ;
  - évaluer l'influence des propriétés du ferrofluide et du volume du joint sur les paramètres de Thiele et Small [5], propriétés couramment utilisées dans la modélisation des haut-parleurs en basses fréquences. Ces paramètres ont été estimés sur un haut-parleur à moteur tout aimant et suspension à joints de ferrofluide, mais l'influence des joints n'a pas été étudié spécifiquement [53] ;
  - analyser les propriétés du ferrofluide et du volume du joint (i) sur le rayonnement acoustique du haut-parleur et (ii) sur les effets de distorsion harmonique [89]. Ce dernier point fait l'objet d'une sous-tâche du projet MAGIC.



## Annexe A

# Fluide newtonien et non-newtonien

Par définition, un fluide au repos n'a pas de contrainte de cisaillement. Supposons qu'on soumet un volume de ce fluide à une force suffisante pour l'amener à cisailer. Le taux de cisaillement résultant correspond à  $\dot{\gamma} = \frac{v}{d}$ , où  $v$  est la vitesse associée à la force et  $d$  la distance du point d'application de la force par rapport à un plan de repère. Si le taux de cisaillement est proportionnelle à la force appliquée, le fluide est considéré newtonien [90, 91]. Le rapport de cette proportionnalité est équivalent à la viscosité du fluide. Cependant, si le taux de cisaillement est fonction de la force sans lui être proportionnelle, le fluide est alors considéré comme non-newtonien. Dans ce cas, si la viscosité diminue avec l'augmentation du taux de cisaillement, son comportement est du type rhéofluidifiant (*shear thinning* en anglais). Au contraire, si la viscosité augmente avec le taux de cisaillement, son comportement est classifié comme rhéoépaississant (en anglais *shear thickening*) [23]. Figure A.1 montre des exemples de courbes des comportements décrits.

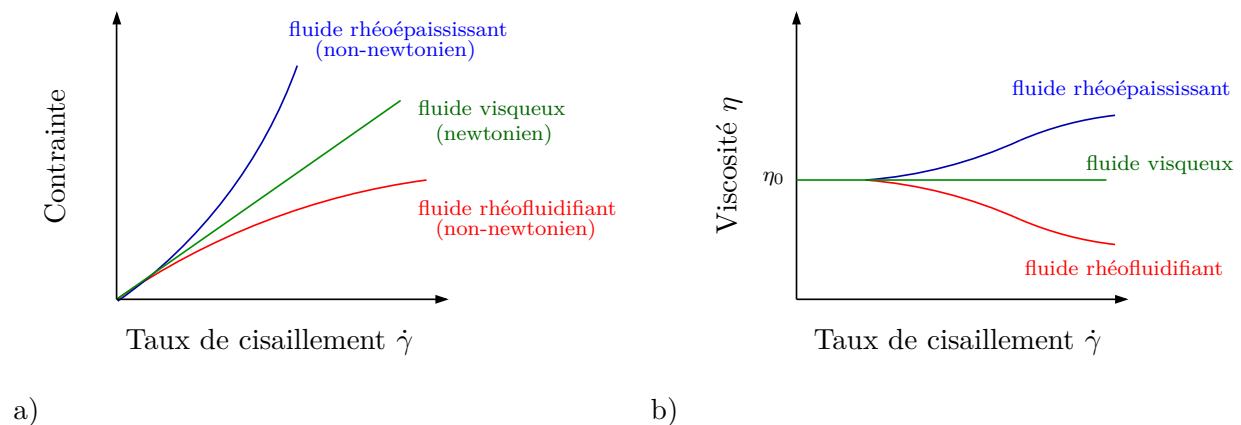


FIGURE A.1 – Comparaison de comportement de trois types de fluides : a) en contrainte et b) en viscosité.





## Annexe B

# Table de la loi de Student

Valeurs de la loi de probabilité de Student en fonction du degré de liberté *ddl* à un taux de confiance correspondant à 95%.

ddl	95%	ddl	95%
1	12.71	18	2.10
2	4.30	19	2.09
3	3.18	20	2.09
4	2.78	21	2.08
5	2.57	22	2.07
6	2.45	23	2.07
7	2.36	24	2.06
8	2.31	25	2.06
9	2.26	26	2.06
10	2.23	27	2.05
11	2.20	28	2.05
12	2.18	29	2.04
13	2.16	30	2.04
14	2.14	31	2.02
15	2.13	32	2.00
16	2.12	33	1.98
17	2.11	34	1.96



# Bibliographie

- [1] E. W. Siemens. Magneto-electric apparatus for obtaining the mechanical movement of an electrical coil from electrical currents transmitted through it (US Patent : 149.797), 1874.
- [2] T. A. Edison. Improvement in phonograph or speaking machines (US Patent : 200.52), 1878.
- [3] C. W. Rice and E. W. Kellog. Notes on the development of a new type of hornless loudspeaker. *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, 44 :461–475, 1925.
- [4] A. N. Thiele. Loudspeakers in vented boxes. *Journal of Audio Engineering Society*, 19 :382–392, 1971.
- [5] R. H. Small. Vented-box loudspeaker systems. *Journal of Audio Engineering Society*, vol. 21 :363–372, 1973.
- [6] W. Klippel. Tutorial : Loudspeaker nonlinearities - causes, parameters, symptoms. *Journal of Audio Engineering Society*, 54 :907–939, 2006.
- [7] D. Kristoffersen. Electrodynamic loudspeaker with fluid-supported moving system (DK Patent : WO 96/13960), 1996.
- [8] G. Lemarquand. New structure of loudspeaker. *120th Convention of Audio Engineering Society*, 2006.
- [9] B. Merit. *Contribution à l'identification des non-linéarités des moteurs de haut-parleurs électrodynamiques sur la réalisation de moteurs tout aimant*. PhD thesis, LAUM, Université du Maine, 2010.
- [10] R. Ravaud. *Etude analytique des systèmes magnétomécaniques sans fer : application au haut-parleur guidé par joints de ferrofluide*. PhD thesis, LAUM, Université du Maine, 2009.
- [11] A. Novak. *Identification of Nonlinear Systems in Acoustics*. PhD thesis, Université du Maine, Le Mans, France AND Czech Technical University, Prague, Czech Republic, 2009.
- [12] S. Odenbach. *Magnetoviscous Effects in Ferrofluids*. Springer Verlag, 2002.
- [13] J.C. Dixon. *The shock absorber handbook*. SAE International and John Wiley & Sons, Ltd., 2007.
- [14] F. Gordaninejad, O.A. Graeva, and A. Fuchs. *Electrorheological Fluids and Magnetorheological Suspensions - Proceedings of the 10th International Conference on Ermr 2006*. World Scientific Publishing Company, 2006.
- [15] B. Kavlicoglu, F. Gordaninejad, C. A. Evrensel, N. Cobanoglu, M. Xin, C. Heine, A. Fuchs, and G. Korol. A high-torque magneto-rheological fluid clutch. In *Proceedings of SPIE Conference on smart Materials and Structures : Damping and Isolation*, 393–400, 2002.

- [16] R. Demersseman. *Caractérisation et modélisation causale d'un frein à liquide magnétorhéologique en vue de sa commande*. PhD thesis, Laboratoire d'Electrotechnique et d'Electronique de Puissance (L2EP) de Lille, ENSAM, 2009.
- [17] W. Zhou, C.M. Chew, and G.S. Hong. Development of a compact double-disk magnetorheological fluid brake. *Robotica*, 25 :493–500, 2007.
- [18] B.F. Spencer Jr., S.J. Dyke, M.K. Sain, and J.D. Carlson. Phenomenological model of a magnetorheological damper. *ASCE Journal of Engineering Mechanics*, 10 :1–23, 1996.
- [19] P. Kuzhir. *Ecoulement des fluides magnétiques dans des capillaires et milieu poreux sous l'effet d'un champ magnétique*. PhD thesis, Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, Université de Nice, Sophia Antipolis, 2003.
- [20] R.E. Rosensweig. *Ferrohydrodynamics*. Cambridge University Press, 1985.
- [21] B. Abou. *Instabilité interfaciale d'une couche de ferrofluide sous champ magnétique normal; Etude de la transition hexagones-carrés*. PhD thesis, Ecole Supérieure de Physique et Chimie Industrielles (ESPCI), 1999.
- [22] H. Yamaguchi. *Engineering Fluid Mechanics*. Springer Verlag, 2008.
- [23] P. Coussot and C. Ancey. *Rhéophysique des pâtes et des suspensions*. EDP Sciences, 1999.
- [24] E.T. Lacheisserie. *Magnétisme : Matériaux et applications*. EDP Sciences, 2000.
- [25] S. Odenbach. *Colloidal Magnetic Fluids : Basics, Development and Application of Ferrofluids*. Springer Verlag, 2009.
- [26] D. Myers. *Surfaces, interfaces and colloids, Principles and Applications*. John Wiley & Sons, 1999.
- [27] R.G. Larson. *The structure and rheology of complex fluids*. Oxford University Press, 1999.
- [28] J.K.G. Dhont. *An introduction to dynamics of colloids*. Elsevier, 1996.
- [29] J. Barral, R. Bonnefille, M. Duret, and M. Kant. Contribution à l'étude des propriétés macroscopiques des ferrofluides. *Revue de Physique Appliquée*, 12 :1711– 1717, 1977.
- [30] S.S. Papell. Low viscosity magnetic fluid obtained by the colloidal suspension of magnetic particles (US Patent : 3.215.572), 1965. US Patent 3.215.572.003.
- [31] S.S. Papell and O.C. Faber. Zero ans reduced-gravity simulation on a magnetic-colloid poolboiling system. Technical report, NASA, 1965.
- [32] S.S. Papell and O.C. Faber. On the influence of non uniform magnetic fields on ferromagnetics colloidal sols. Technical report, NASA, 1968.
- [33] J.L. Neuringer and R.E. Rosensweig. Ferrohydrodynamics. *Physics of Fluids*, 7(12) :1927–1937, 1964.
- [34] J. Browaeys. *Les ferrofluides : ondes de surface, résistance de vague et simulation de la convection dans le manteau terrestre*. PhD thesis, Université de Paris 7 - Denis Diderot, 2000.
- [35] S. Kodama. Pulsating ferrofluid art. *Nikkei Science (Scientific American Japanese Edition)*, 2007.
- [36] M. Miwa, H. Harita, T. Nishigami, R. Kaneko, and H. Unozawa. Frequency characteristics of stiffness and damping effect of a ferrofluid bearing. *Tribology Letters*, 15 :97–105, 2003.

- [37] A.D. Gadre, D.L. Hallman, J.S. Price, P.M. Ratzmann, R.M. Roffers, and W.J. Smith (US Patent 7519158). Pumping schemes for x-ray tubes with ferrofluid seals (US Patent : 7519158), 2009.
- [38] M.A. Frontera and A.D. Gadre. Thermal optimization of ferrofluid seals (US Patent : 7327828), February 2008.
- [39] R. Ganguly, S. Swarnendu, and I.K. Puri. Heat transfer augmentation using a magnetic fluid under the influence of a line dipole. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 271 :63–73, 2003.
- [40] D. C. Nemir and R. A. Osegueda. Method and apparatus for damping vibrations (US Patent : 5168673), 1992.
- [41] B. Berkovsky and V. Bashtovoi. *Magnetic fluids and applications handbook*. Begell House Publishers, 1996.
- [42] M. Rossi. *Electroacoustique*. Presses polytechniques romandes, 1986.
- [43] M. Bruneau. *Manuel d'acoustique fondamentale*. Hermès, 1998.
- [44] R.A. Robinson. *An electroacoustic analysis of transmission line loudspeakers*. PhD thesis, School of Electrical and Computer Engineering - Georgia Institute of Technology, 2007.
- [45] N. Quaegebeur. *Vibrations non linéaires et rayonnement acoustique de structures minces de type haut-parleur*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure de Techniques Avancées - Unité de Mécanique, 2007.
- [46] W. Klippel. Dynamical measurement of loudspeaker suspension parts. In *Audio Engineering Society Convention 117*, 10 2004.
- [47] B. Merit, G. Lemarquand, and V. Lemarquand. Performances and design of ironless loudspeaker motor structures. *Applied Acoustics*, 71(6) :546 – 555, 2010.
- [48] W. J. Cunningham. Non-linear distortion in dynamic loudspeakers due to magnetic effects. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 21 :460–460, 1949.
- [49] M.R. Gander. Moving-coil loudspeaker topology as an indicator of linear excursion capability. In *Audio Engineering Society Convention 64*, 11 1979.
- [50] M. Berkouk, V. Lemarquand, and G. Lemarquand. Analytical calculation of ironless loudspeaker motors. *IEEE Transactions on Magnetics*, 37 :1011 – 1014, 2001.
- [51] G. Lemarquand. Ironless loudspeakers. *IEEE Transactions on Magnetics*, 48(8) :3371–3374, 2007.
- [52] R. Merit, G. Lemarquand, and V. Lemarquand. In pursuit of increasingly linear loudspeaker motors. *IEEE Transactions on Magnetics*, 45 :2867–2870, 2009.
- [53] O. Doutres, N. Dauchez, J.M. Genevaux, G. Lemarquand, and S. Mezil. Ironless transducer for measuring the mechanical properties of porous materials. *Review of Scientific Instruments*, 81 :055101, 2010.
- [54] W. Klippel. Diagnosis and remedy of nonlinearities in electrodynamic transducers. In *AES Convention paper*, 2000.

- [55] R. Ravaut, M. Pinho, G. Lemarquand, N. Dauchez, J. M. G enevaux, V. Lemarquand, and B. Brouard. Radial stiffness of a ferrofluid seal. *IEEE Transactions on Magnetics*, 45(10) :4388, 2009.
- [56]  valuation des données de mesure — guide pour l’expression de l’incertitude de mesure evaluation of measurement data — guide to the expression of uncertainty in measurement (gum), 2008.
- [57] S. Geller. *Measurement Uncertainty : Methods and Applications*. Instrument Society of America, 1997.
- [58] S.Rabinovich. *Measurement Errors and Uncertainties : Theory and Practice*. Springer, 2005.
- [59] H.W. Coleman and W.G. Steele. *Experimentation and uncertainty analysis for engineers*. Wiley-Interscience, 1999.
- [60] J.R. Taylor. *An Introduction to Error Analysis : The Study of Uncertainties in Physical Measurements*. University Science Books, 1996.
- [61] J.M. G enevaux. Incertitudes : Utilisation des incertitudes en tp (notes de cours - ensim 2 me année).
- [62] P. Fornasini. *The Uncertainty in Physical Measurements : An Introduction to Data Analysis in the Physics Laboratory*. Springer, 2008.
- [63] C.W. de Silva. *Vibration : Fundamentals and Practice*. CRC Press, 2006.
- [64] R.E. Rosensweig, Y. Hirota, S. Tsuda, and K. Raj. Study of audio speakers containing ferrofluid. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 20 :204147, 2008.
- [65] R.D. Blevins. *Formulas for natural frequency and mode shape*. Krieger Publishing Company, 2001.
- [66] M.U. Reissland. *Electrical Measurements : Fundamentals, Concepts, Applications*. New age, 1989.
- [67] G. Totten, M. Howes, and T. Inoue. *Handbook of residual stress and deformation of steel*. ASM International, 2002.
- [68] A.P. Krekhov, M.I. Shliomis, and S. Kamiyama. Ferrofluid pipe flow in an oscillating magnetic field. *Physics of Fluids*, 17(3) :033105, 2005.
- [69] J.P. McTague. Magnetoviscosity of magnetic colloids. *The Journal of Chemical Physics*, 51(1) :133–136, 1969.
- [70] M.I. Shliomis. Effective viscosity of magnetic suspensions. *Soviet Physics - JETP*, 34(6) :1291–1294, june 1972.
- [71] S. Odenbach and H. Stork. Shear dependence of field-induced contributions to the viscosity of magnetic fluids at low shear rates. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 183(1-2) :188 – 194, 1998.
- [72] Y. Yamada and Y. Enomoto. Effects of oscillatory shear flow on chain-like cluster dynamics in ferrofluids without magnetic fields. *Physica A : Statistical Mechanics and its Applications*, 387(1) :1– 11, 2008.

- [73] M.I. Shliomis and K.I. Morozov. Negative viscosity of ferrofluid under alternating magnetic field. *Physics of Fluids*, 6 :2855–2861, 1994.
- [74] J.C. Bacri, R. Perzynski, M.I. Shliomis, and I.G. Burde. “negative-viscosity” effect in a magnetic fluid. *Physical Review Letters*, 75(11) :2128–2131, Sep 1995.
- [75] A. Zeuner, R. Richter, and I. Rehberg. Experiments on negative and positive magnetoviscosity in an alternating magnetic field. *Physical Review E*, 58 :6287–6293, 1998.
- [76] H.W. Muller. Onset of particle rotation in a ferrofluid shear flow. *Physical Review Letters*, 82(19) :3907–3910, May 1999.
- [77] S.S. Chen. Flow-induced vibration of circular cylindrical structures. 1987.
- [78] E. de Langre. *Fluides et Solides*. Ecole Polytechnique, 2001.
- [79] S.G. Braun, D.J. Ewins, and S.S. Rao. *Encyclopedia of vibration*. New York : Academic Press, 2002.
- [80] F. Ding, AJ Giacomini, R.B. Bird, and C.B. Kweon. Viscous dissipation with fluid inertia in oscillatory shear flow. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 86(3) :359 – 374, 1999.
- [81] J. F. Allard and N. Atalla. *Propagation of Sound in Porous Media : Modelling Sound Absorbing Materials, Second Edition*. 2009.
- [82] P. Brissonneau. *Magnétisme et matériaux magnétiques*. Hermès, 1997.
- [83] R. Ravaut and G. Lemarquand. Modeling an ironless loudspeaker by using three dimensional analytical approaches. *Progress In Electromagnetics Research*, 91 :53–68, 2009.
- [84] Product data sheet : Impedance heads— types 8000 and 8001, 1971.
- [85] M. Pinho, B. Brouard, J. M. Génévaux, N. Dauchez, O. Volkova, H. Mézière, and P. Collas. Investigation into ferrofluid magnetoviscous effects under an oscillating shear flow. *IEEE Transactions on Magnetics (sous révision)*, 2010.
- [86] O. Doutres. Private communication AST5-CT-2006-032814. Technical report, Projet CREDO, 2008.
- [87] J.P. Brancher and D. Zouaoui. Equilibrium of a magnetic liquid drop. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 65 :311–314, 1987.
- [88] R.E. Rosensweig, S. Elborai, S. H. Lee, and M. Zahn. Ferrofluid meniscus in a horizontal or vertical magnetic field. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 289 :192–195, 2005.
- [89] A. Novak, L. Simon, P. Lotton, B. Merit, and J. Gilbert. Nonlinear analysis and modeling of electrodynamic loudspeaker. In *10ème Congrès Français d’Acoustique*, 2010.
- [90] H.A. Barnes. *A Handbook of Elementary Rheology*. The University of Wales Institute of Non-Newtonian Fluid Mechanics, 2000.
- [91] J.W. Goodwin and R.W. Hughes. *Rheology for chemists—An introduction*. The Royal Society of Chemistry, Baker & Taylor Books, Cambridge, 2000.