

Mémoire

Auteur : André, Cyril

Promoteur(s) : Vandewalle, Nicolas

Faculté : Faculté des Sciences

Diplôme : Master en sciences physiques, à finalité approfondie

Année académique : 2021-2022

URI/URL : <http://hdl.handle.net/2268.2/14791>

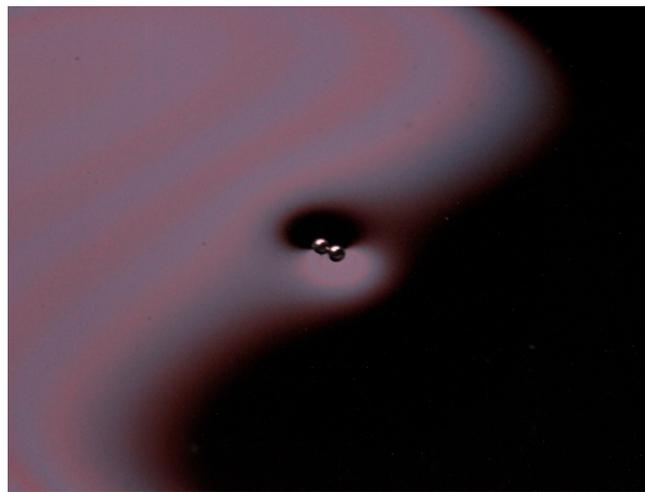
Avertissement à l'attention des usagers :

Tous les documents placés en accès ouvert sur le site le site MatheO sont protégés par le droit d'auteur. Conformément aux principes énoncés par la "Budapest Open Access Initiative"(BOAI, 2002), l'utilisateur du site peut lire, télécharger, copier, transmettre, imprimer, chercher ou faire un lien vers le texte intégral de ces documents, les disséquer pour les indexer, s'en servir de données pour un logiciel, ou s'en servir à toute autre fin légale (ou prévue par la réglementation relative au droit d'auteur). Toute utilisation du document à des fins commerciales est strictement interdite.

Par ailleurs, l'utilisateur s'engage à respecter les droits moraux de l'auteur, principalement le droit à l'intégrité de l'oeuvre et le droit de paternité et ce dans toute utilisation que l'utilisateur entreprend. Ainsi, à titre d'exemple, lorsqu'il reproduira un document par extrait ou dans son intégralité, l'utilisateur citera de manière complète les sources telles que mentionnées ci-dessus. Toute utilisation non explicitement autorisée ci-avant (telle que par exemple, la modification du document ou son résumé) nécessite l'autorisation préalable et expresse des auteurs ou de leurs ayants droit.

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE
FACULTÉ DES SCIENCES

Fabrication et auto-assemblages capillaires de particules anisotropes



Promoteur
N. VANDEWALLE

Comité de lecture
G. LUMAY
P. SCHLAGHECK
A. SILHANEK

Mémoire présenté par Cyril ANDRÉ en vue de l'obtention du grade de Master
en Sciences Physiques à Finalité Approfondie

Année académique 2021 - 2022

Remerciements

J'aimerais remercier plusieurs personnes, sans qui ce travail n'aurait pas pu être réalisé ni évalué comme il se doit.

Je remercie tout d'abord mon promoteur, Prof. Nicolas Vandewalle, pour ses conseils, son aide et le temps qu'il m'a consacré pendant toute la durée de ce travail. Je le remercie également de m'avoir permis de travailler sur ce sujet fascinant.

Je remercie également les membres de mon comité de lecture, Prof. Geoffroy Lumay, Prof. Peter Schlagheck et Prof. Alejandro Silhanek, pour avoir pris le temps de lire et d'évaluer mon travail.

Je remercie aussi tous les membres du GRASP pour leur soutien, aide et précieux conseils. En particulier, Ylona Collard, Megan Delens, Joséphine Van Hulle, Jean Metzmacher et Benjamin Reichert.

Je voudrais également remercier mes collègues de bureau, Matteo Leonard, Iris Damoisiaux-Delnoy, Florian Stevens, Adrien Gérard et Oscar.

Enfin, j'aimerais remercier ma famille et mes amis pour leurs conseils et soutien durant ses longues années d'études.

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Motivations	2
1.2	Stratégie	3
2	État de l’art	5
2.1	Particules sphériques	5
2.1.1	Interaction capillaire	5
2.1.2	Interaction magnétique	8
2.1.3	Interaction magnétocapillaire	9
2.2	Particules anisotropes	10
2.2.1	Interaction capillaire	12
2.2.2	Interaction magnétocapillaire	12
2.2.3	Simulations numériques	13
2.3	Navier-Stokes	14
2.3.1	Bas nombre de Reynolds	15
2.3.2	Nombre de Reynolds intermédiaire	16
2.3.3	Grands nombre de Reynolds	16
3	Matériel et méthodes	19
3.1	Dispositif expérimental	19
3.1.1	Billes	19
3.1.2	Bobines de Helmholtz	19
3.1.3	Précautions	22
3.2	Méthodes d’analyse	23
4	Fabrication des dimères	25
4.1	Collage	25
4.2	Auto-assemblage	28
4.2.1	Introduction d’un protocole	31
4.3	Sources d’erreurs	33
5	Dynamiques d’assemblages de dimères	35
5.1	Procédure expérimentale	35

TABLE DES MATIÈRES

5.2	Dimère isolé	36
5.3	Deux dimères	39
5.4	Trois dimères	42
5.5	Remarques complémentaires	45
6	Conclusion et perspectives	47
6.1	Conclusion	47
6.2	Perspectives	48

Abstract

Les auto-assemblages fonctionnels présentent un intérêt grandissant dans tous les domaines scientifiques. Ceux-ci permettent la formation de structures complexes à des échelles variées. Dans ce travail, nous avons conçu des assemblages millimétriques de particules ferromagnétiques. Deux méthodes de fabrication sont présentées et comparées. L'auto-assemblage par capillarité s'est révélé être un moyen efficace pour la création de dimère lorsqu'on applique un protocole expérimental précis. Les dynamiques d'assemblages de dimères plongés dans un champ magnétique oscillant ont été étudiées. Un phénomène de résonance a été mis en évidence lorsque les fréquences d'excitation sont de l'ordre de 5 Hz. Cette résonance permet la rotation d'un dimère, provoquant, dans certaines conditions, la nage de l'assemblage étudié.

Functional self-assemblies are of growing interest in all scientific fields. They allow the formation of complex structures at various scales. In this work, we have designed millimetric assemblies of ferromagnetic particles. Two fabrication methods are presented and compared. Capillary self-assembly has been shown to be an efficient means for dimer creation when a precise experimental protocol is applied. The dynamics of dimer assemblies immersed in an oscillating magnetic field have been studied. A resonance phenomenon has been demonstrated when the excitation frequencies are of the order of 5 Hz. This resonance allows the rotation of a dimer, causing, under certain conditions, the swimming of the studied assembly.

Chapitre 1

Introduction

Les auto-assemblages, phénomènes d'émergence de structures ordonnées à partir de systèmes désordonnés, apparaissent naturellement dans toutes les sciences. Que ce soit dans le but de comprendre l'organisation des lipides en membrane cellulaire ou de fabriquer des structures nanométriques, l'étude d'auto-assemblages ne cesse d'intéresser les scientifiques [1].

De récentes recherches ont été effectuées dans le but de contrôler et d'utiliser des auto-assemblages. Ces phénomènes apparaissant à toutes les échelles, ils permettent l'accès à une grande variété de structures statiques et dynamiques. Par exemple, ils permettent la création de structures complexes à l'échelle submillimétrique. Échelle parfois délicate à manipuler par des procédés automatisés, chimiques ou manuels.

Lorsqu'un objet est posé à la surface d'un liquide, la compétition entre la gravité et la tension de surface induit une déformation de l'interface. Ainsi, si plusieurs objets sont posés sur cette surface, les déformations induites par leur poids provoquent une attraction ou une répulsion d'origine capillaire. Cet effet, appelé *effet Cheerios* est à l'origine de la formation d'amas dans notre bol de céréales du matin [2]. Les interactions capillaires, apparaissant pour tout objet pesant posé sur une interface liquide, constitue ainsi une technique intéressante pour créer des micro-structures auto-assemblées [3].



Figure 1.1 – Photographie d'un assemblage magnétocapillaire de trois billes ferromagnétiques douces posées à la surface de l'eau et plongées dans un champ magnétique vertical. Ce système est capable de se déplacer le long d'une interface air-eau lorsque qu'un champ magnétique horizontal oscillant lui est appliqué. Photographie issue de [4].

Dans le but de permettre un meilleur contrôle des auto-assemblages capillaires, des chercheurs ont couplé l'attraction capillaire à la répulsion magnétique provoquée par une interaction

dipôle-dipôle [5]. La superposition de ces deux interactions a été baptisée *interaction magnétocapillaire*. En utilisant cette interaction, il est possible de créer des systèmes stables pouvant se mouvoir sur une interface air-eau, *nager*, lors de l'ajout d'un champ magnétique horizontal oscillant. Cette nage s'effectue alors à bas nombre de Reynolds, où les mouvements sont gouvernés par les effets visqueux et doivent donc être non réversibles temporellement [4, 6–10]. Ces auto-assemblages magnétocapillaires, dont un exemple est illustré sur la Fig. 1.1, pourraient mener à de nombreuses applications, telles que le mélange de fluides à petites échelles ou la capture d'éléments microscopiques [11].

L'interaction capillaire a été étudiée pour des particules sphériques dans de nombreux travaux [2, 12–14]. Sur base de ceux-ci, l'interaction capillaire de particules anisotropes posées sur une interface air-eau peut être décrite comme un multipôle capillaire [15, 16]. Ces multipôles induisent des mouvements de réorientation, permettant d'obtenir de nouvelles structures fascinantes [17, 18]. De plus, de tels systèmes anisotropes peuvent générer des mouvements non réversibles dans le temps, élément indispensable à la nage à bas nombres de Reynolds.

1.1 Motivations

Ce travail trouve sa motivation dans une volonté de vouloir explorer les interactions de systèmes magnétocapillaires auto-assemblés complexes. Une meilleure compréhension de ceux-ci permettrait, dans un avenir proche, de contrôler de tels systèmes et les rendre fonctionnels. Pour ce faire, nous nous sommes basés sur des travaux antérieurs étudiant des assemblages de billes ferromagnétiques douces [5–7, 9–11, 19]. Afin d'augmenter la complexité de ces assemblages, nous avons utilisé des dimères, assemblages de deux billes.

John A. Pelesko nous explique, dans son livre [20], que quatre éléments sont nécessaires à la création d'auto-assemblages. Premièrement, des particules sont nécessaires. Leurs structures et caractéristiques physiques sont très importantes car elles peuvent donner naissance à de nombreuses propriétés intéressantes. Dans ce travail, ces particules seront les dimères dont la fabrication sera discutée dans le Chapitre 4. Deuxièmement, un environnement est nécessaire. Cet environnement est celui dans lequel l'assemblage va être créé. Il est donc crucial qu'il soit adéquat. L'environnement choisi pour nos assemblages est une interface air-eau. Troisièmement, nous avons besoin d'une force de liaison. Cette force va permettre aux particules du système de tenir ensemble, de former un tout. Dans notre étude, cette « force », que nous décrirons en détail dans le Chapitre 2, est l'interaction magnétocapillaire. Finalement, pour que le système initie son assemblage, il est nécessaire d'avoir une force motrice. Dans notre cas, cette force est la force capillaire, provoquant l'attraction des particules posées à la surface de l'eau.

Étant donné que nous possédons les quatre éléments cités ci-dessus, nous nous attendons à obtenir des auto-assemblages originaux lorsqu'ils sont plongés dans un champ magnétique horizontal oscillant.

Dans ce travail, nous tenterons de fabriquer, de manière reproductible, des dimères à partir de deux billes ferromagnétiques douces. Ensuite, nous essayerons de faire nager différents assemblages de dimères. Pour cela, nous utiliserons des champs magnétiques horizontaux oscillants et commencerons notre étude par le cas d'un dimère isolé.

1.2 Stratégie

En premier lieu, nous analyserons deux techniques différentes de fabrication de dimère : par collage et par auto-assemblage. Pour ce faire, nous étudierons l'interdistance d'un assemblage de deux dimères et l'angle relatif entre ceux-ci. Ces deux données nous donneront des informations sur les configurations adoptées et seront comparées aux simulations numériques réalisées par Delens dans un travail antérieur [21].

Ensuite, différents assemblages de dimères seront placés sous un champ magnétique horizontal oscillant. En variant la fréquence de ce champ, nous espérons observer différents comportements. Les assemblages étudiés seront composés d'un, deux ou trois dimères. Chaque dimère ajouté augmentant la complexité du système.

Chapitre 2

État de l'art

Dans ce chapitre, nous commencerons par étudier les interactions entre deux particules sphériques posées sur une interface air-eau. Ces particules sont les briques de bases des assemblages étudiés par la suite. Ensuite, nous aborderons ces interactions dans le cas de particules anisotropes. Après cela, nous rappellerons brièvement quelques notions de mécanique des fluides en nous penchant sur l'équation de Navier-Stokes et son lien avec le nombre de Reynolds. Une brève discussion sur les différents régimes de Reynolds sera aussi présentée. Ces éléments de physique seront utilisés dans les chapitres suivants.

2.1 Particules sphériques

2.1.1 Interaction capillaire

Lorsque qu'une particule est placée à la surface d'un liquide, elle déforme ce liquide. Cette déformation, aussi appelée ménisque, est due à la compétition entre le poids de la particule et la tension superficielle du liquide et peut être étudiée analytiquement pour des sphères [2].

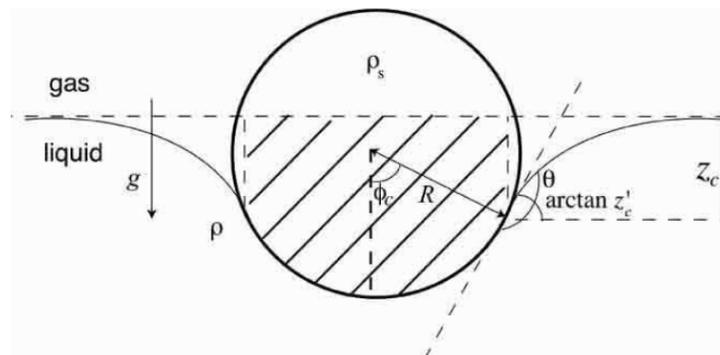


Figure 2.1 – Schéma représentant la géométrie du ménisque se créant autour d'une sphère à la surface d'un liquide. Image provenant de [2].

Considérons une unique sphère flottant à la surface d'une interface air-eau, comme illustré sur la Fig. 2.1, et essayons de déterminer la pente interfaciale au point de contact z'_c . En appliquant la première loi de Newton, le fait que $\phi_c = \pi - \theta + \arctan(z'_c)$ et en ne gardant que les termes linéaires en z'_c , Vella montre que nous pouvons obtenir [2]

$$z'_c \sin(\phi_c) = B \left(\frac{2D-1}{3} - \frac{1}{2} \cos(\phi_c) + \frac{1}{3} \cos^3(\phi_c) \right) \quad (2.1)$$

avec $D \equiv \rho_S/\rho$ et $B \equiv \rho g R^2/\gamma$, le nombre de Bond. Ce dernier met en évidence la compétition entre la gravité et la tension de surface. Le nombre adimensionnel Σ peut être vu comme le poids résultant de la sphère, une fois la poussée d'Archimède soustraite : Σ est défini par $2\pi\gamma R z'_c \sin(\phi_c) = 2\pi\gamma R B \Sigma$. Il est important de souligner que l'expression (2.1) n'est valable que lorsque les effets de tension de surface dominant (*i.e.* pour $B \ll 1$), c'est-à-dire pour des sphères de rayon plus petit que ~ 1 mm.

Afin de déterminer l'énergie d'interaction, il est nécessaire de déterminer le déplacement interfacial causé par la présence de la sphère. Pour ce faire, nous devons résoudre l'équation de Young-Laplace, qui s'exprime

$$\nabla^2 z = \frac{\rho g z}{\gamma}. \quad (2.2)$$

En utilisant la symétrie cylindrique du problème, nous pouvons écrire cette expression comme

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dz}{dr} \right) = \frac{h}{\lambda^2}, \quad (2.3)$$

où $\lambda = \sqrt{\gamma/\rho g}$ est la longueur capillaire. Cette équation admet comme solution

$$z(r) = z'_c \lambda \frac{K_0(r/\lambda)}{K_1(R \sin(\phi_c)/\lambda)}, \quad (2.4)$$

où les fonctions $K_i(x)$ sont les fonctions de Bessel modifiées de seconde espèce d'ordre i , illustrées sur la Fig. 2.2. En utilisant que $K_1(x) \approx 1/x$ pour $x \ll 1$, nous obtenons

$$z(r) \approx -z'_c \sin(\phi_c) R K_0(r/\lambda). \quad (2.5)$$

En définissant la *charge capillaire* par $Q \equiv -B \Sigma R = -z'_c \sin(\phi_c) R$ comme étant la profondeur caractéristique de la déformation (du liquide) autour de la sphère, nous obtenons

$$z(r) = Q K_0(r/\lambda). \quad (2.6)$$

Lorsque deux particules sphériques i et j sont placées à la surface d'un liquide à une distance $r_{ij} = |\vec{r}_i - \vec{r}_j|$ l'une de l'autre, l'énergie d'interaction est le produit de la masse effective d'une particule $2\pi\gamma R_i B_i \Sigma_i$ et de la déformation verticale produite par l'autre sphère en la position \vec{r}_j . Ainsi, nous avons

$$U_{ij}(r_{ij}) = -2\pi\gamma Q_i Q_j K_0 \left(\frac{r_{ij}}{\lambda} \right). \quad (2.7)$$

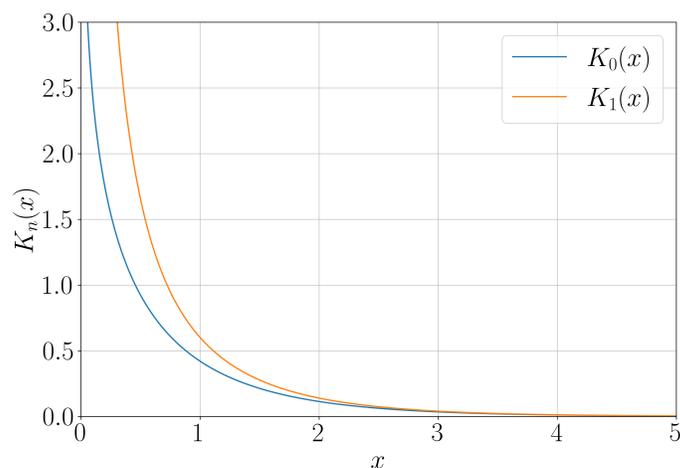


Figure 2.2 – Fonctions modifiées de Bessel de seconde espèce du zéro et premier ordre.

Au vu de l'expression de ce potentiel d'interaction capillaire, il est clair que deux particules de même signe s'attirent alors que deux particules de signes opposés se repoussent. Cette interaction est, bien entendu, de très courte portée. En effet, si $r_{ij} \gg \lambda$, où λ est la longueur capillaire du liquide, la fonction de Bessel K_0 peut être approximée par une exponentielle décroissante.

Dans le cas où ces deux sphères sont identiques, elles possèdent la même charge capillaire Q et le potentiel d'interaction capillaire (2.7) peut alors s'écrire

$$U_c(r) = -2\pi\gamma Q^2 K_0\left(\frac{r}{\lambda}\right). \quad (2.8)$$

où r est la distance séparant les deux particules sphériques. Ce cas est représenté sur la Fig. 2.3.

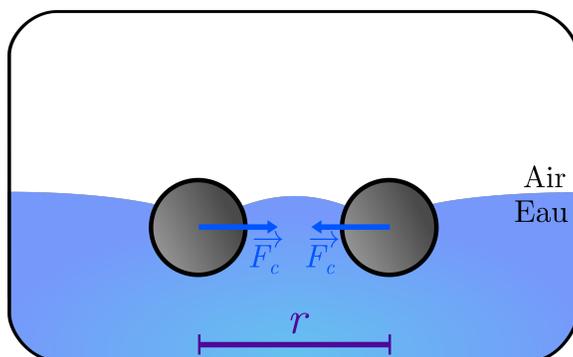


Figure 2.3 – Schéma représentant la force capillaire \vec{F}'_c ressentie par deux particules sphériques identiques posées sur une interface air-eau.

2.1.2 Interaction magnétique

Les développements théoriques présentés dans cette section sont majoritairement inspirés du livre *Introduction to electrodynamics* de Griffiths [22].

Lorsqu'une particule possédant un moment magnétique non nul $\vec{\mu}$ est plongée dans un champ magnétique externe \vec{B} , une force nette s'applique sur celle-ci. L'expression de cette force est donnée par

$$\vec{F} = \nabla(\vec{\mu} \cdot \vec{B}). \quad (2.9)$$

Si le champ magnétique externe est uniforme, la force résultante s'appliquant sur le dipôle magnétique est nulle. Cependant, un moment de force non-nul s'applique sur la particule, forçant son moment magnétique à s'aligner avec le champ externe. Ce moment de force est donné par

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B} \quad (2.10)$$

Étant donné que la force exercée par le champ magnétique sur la particule est conservative, nous pouvons déduire que l'énergie du dipôle est donnée par l'équation

$$U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}. \quad (2.11)$$

Ainsi, l'interaction entre deux particules possédant respectivement un moment magnétique $\vec{\mu}_i$ et $\vec{\mu}_j$, plongées dans un champ d'induction magnétique \vec{B} , est donnée par

$$U_{ij} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j}{r_{ij}^3} - 3 \frac{(\vec{\mu}_i \cdot \vec{r}_{ij})(\vec{\mu}_j \cdot \vec{r}_{ij})}{r_{ij}^5} \right), \quad (2.12)$$

où $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ kg.m.A}^{-2}.\text{s}^{-2}$ est la perméabilité magnétique du vide et le vecteur \vec{r}_{ij} est le vecteur joignant les deux particules. Nous pouvons constater que si les moments magnétiques de ces deux particules sont parallèles, l'équation précédente peut se simplifier et s'écrire

$$U_{ij} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\mu_i \mu_j}{r_{ij}^3}. \quad (2.13)$$

Au vu de la forme de ce potentiel, il est clair que les particules se repoussent, comme illustré sur la Fig. 2.4.

Lorsqu'une particule est plongée dans un champ d'induction magnétique, elle acquiert un moment magnétique donné par la relation

$$\vec{\mu} = \chi V \vec{B} / \mu_0, \quad (2.14)$$

où χ est la susceptibilité magnétique effective de la particule, V son volume et μ_0 la perméabilité magnétique du vide. Il est clair que si deux particules identiques sont plongées dans un même champ magnétique, elles acquièrent le même moment magnétique. Dans ce cas, l'expression (2.13) s'écrit

$$U_{ij} = \frac{1}{4\pi} \frac{\chi^2 V^2 B^2}{\mu_0 r_{ij}^3}. \quad (2.15)$$

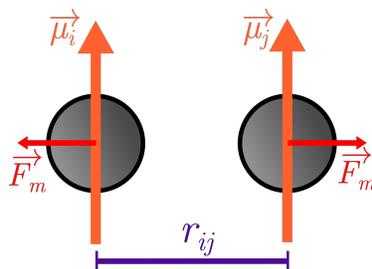


Figure 2.4 – Schéma représentant la force de répulsion magnétique \vec{F}_m ressentie par deux particules séparées d'une distance r_{ij} et possédant des moments magnétiques $\vec{\mu}_i$ et $\vec{\mu}_j$ parallèles.

Si les particules en question sont des sphères, leur moment magnétique est alors donné par

$$\vec{\mu} = \chi \frac{4}{3} \pi R^3 \frac{\vec{B}}{\mu_0}. \quad (2.16)$$

Ainsi, en utilisant la relation (2.15), nous obtenons que l'énergie d'interaction entre deux sphères ferromagnétiques douces, identiques et séparées d'une distance r_{ij} , s'écrit

$$U_m = \frac{4\pi R^6 \chi^2}{9 r_{ij}^3 \mu_0} B^2. \quad (2.17)$$

Nous constatons que l'interaction dipôle-dipôle entre ces deux sphères donne lieu à une répulsion agissant à très courte portée qui évolue de manière quadratique avec le champ magnétique appliqué. Remarquons que Schockmel a montré que ce type de sphères, lorsqu'elles sont uniformément magnétisées, possèdent une susceptibilité magnétique effective χ_{eff} égale à 3 [23].

2.1.3 Interaction magnétocapillaire

Lorsque deux sphères ferromagnétiques douces identiques flottent à la surface d'un liquide et sont plongées dans un champ magnétique, un équilibre entre attraction capillaire et répulsion magnétique s'établit. Afin de caractériser la compétition entre ces deux interactions, il est intéressant de définir un nombre sans dimension, nommé nombre magnétocapillaire [7]

$$M_{mc} = \frac{2R^6 \chi^2 B^2}{9\gamma Q^2 \lambda^3 \mu_0}. \quad (2.18)$$

Remarquons que, vu l'expression de la charge capillaire Q , ce nombre magnétocapillaire est indépendant du rayon des sphères étudiées et ne dépend donc que de l'intensité du champ magnétique, une fois les conditions expérimentales fixées. Ainsi, il est possible d'exprimer ce nombre par

$$M_{mc} = \kappa B^2, \quad (2.19)$$

où $\kappa = (2R^6 \chi^2)/(9\gamma Q^2 \lambda^3 \mu_0)$.

Le potentiel d'interaction total du système, nommé *potentiel d'interaction magnétocapillaire*, peut s'écrire comme la superposition des potentiels capillaires et magnétiques. L'effet de ce

potentiel sur des particules sphériques est illustré sur la Fig. 2.5. En utilisant les expressions (2.8) et (2.17), nous obtenons

$$\begin{aligned}
 U_{mc} &= U_c + U_m \\
 &= -2\pi\gamma Q^2 K_0 \left(\frac{r}{\lambda} \right) + \frac{4\pi R^6 \chi^2}{9 r^3 \mu_0} B^2 \\
 &= 2\pi\gamma Q^2 \left[\frac{2R^6 \chi^2 B^2 \lambda^3}{9\gamma Q^2 \lambda^3 \mu_0 r^3} - K_0 \left(\frac{r}{\lambda} \right) \right] \\
 &= 2\pi\gamma Q^2 \left[\frac{M_{mc}}{r^3/\lambda^3} - K_0 \left(\frac{r}{\lambda} \right) \right].
 \end{aligned} \tag{2.20}$$

où r est la distance entre les deux sphères [11].

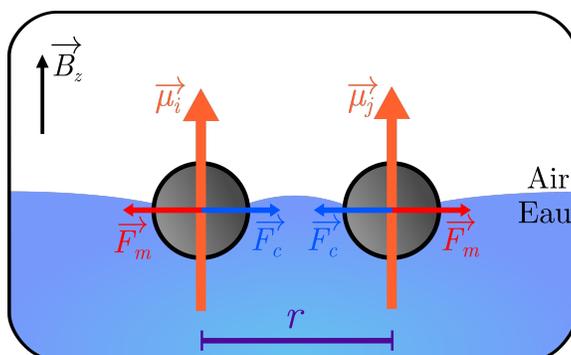


Figure 2.5 – Schéma de l'interaction magnétocapillaire, superposition de l'interaction capillaire et magnétique. En choisissant correctement l'intensité du champ magnétique \vec{B}_z , il est possible d'obtenir un équilibre entre la force capillaire \vec{F}_c et magnétique \vec{F}_m . Cet équilibre mène alors à une distance d'équilibre r .

Comme il est très souvent d'application en physique, nous pouvons exprimer ce potentiel sous une forme adimensionnée. En divisant simplement l'expression précédente par $2\pi\gamma Q^2$, nous obtenons

$$u_{mc} \left(\frac{r}{\lambda} \right) = \frac{M_{mc}}{r^3/\lambda^3} - K_0 \left(\frac{r}{\lambda} \right). \tag{2.21}$$

La forme de ce potentiel résultant, représenté sur la Fig. 2.6, met en évidence la présence d'une position d'équilibre due à la compétition capillarité-magnétisme. De plus, au vu de l'expression du nombre magnétocapillaire M_{mc} , nous pouvons deviner que modifier la composante magnétique revient à déplacer cette position d'équilibre.

2.2 Particules anisotropes

Après avoir décrit les interactions entre sphères, il est intéressant d'étudier celles entre dimères. Pour rappel, un dimère est un assemblage de deux sphères. Il peut être fabriqué par

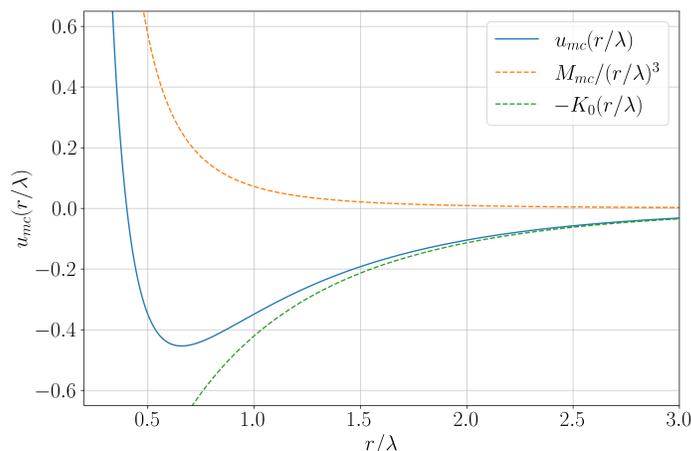


Figure 2.6 – Potentiel magnétocapillaire sous forme adimensionnée en bleu, en prenant $M_{mc} = 0.072$. La partie magnétique de ce potentiel est représentée en orange pointillé et la partie capillaire en vert pointillé. Nous constatons bien une forte répulsion à courte distance où le magnétisme prend le dessus sur la capillarité. Nous pouvons aussi constater que modifier la composante magnétique du nombre magnétocapillaire revient à déplacer le minimum d'énergie d'interaction.

plusieurs méthodes, deux seront explicitées dans le Chapitre 4. La géométrie particulière d'un tel assemblage a comme conséquence que sa ligne de contact n'est pas régulière, comme représenté sur la Fig. 2.7. L'eau prend une forme concave au niveau de ses extrémités et une forme convexe en son centre. Cette caractéristique fait des dimères des particules dites *anisotropes*. Dans la suite, nous décrirons les interactions capillaires et magnétocapillaires de ce type de particules.

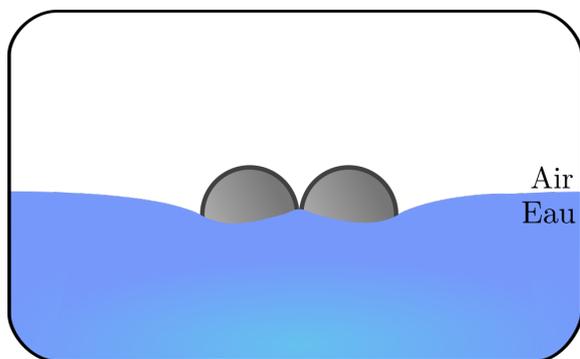


Figure 2.7 – Schéma de la ligne de contact d'un dimère posé sur une interface air-eau. Nous constatons que la ligne de contact entre le dimère et l'eau n'est pas régulière. L'eau se creuse au niveau des extrémités, à l'instar des sphères, mais remonte au niveau du point de contact des deux billes.

2.2.1 Interaction capillaire

Lorsque les particules étudiées sont anisotropes, présentent une certaine rugosité ou des irrégularités sur leurs surfaces, cela mène à des déformations locales de la ligne de contact avec le liquide, comme illustré sur la Fig. 2.8. La charge capillaire, dépendant directement de la forme du ménisque généré par la présence de la particule, s'en voit modifiée. Elle doit alors s'exprimer comme la superposition de charges locales Q_α dues aux déformations locales de la ligne de contact. Nous disons que ces particules engendrent des *multipôles capillaires* [15].

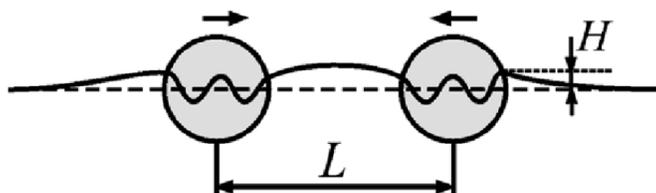


Figure 2.8 – Schéma représentant la variation de la ligne de contact autour de deux sphères dont les propriétés de mouillage varient. La distance entre les deux particules est représentée par L et la hauteur par H . Les deux flèches mettent en évidence que les deux particules sphériques s'attirent. Ce schéma est issu de [15].

En suivant le principe de superposition, la déformation du liquide engendrée par la présence d'une particule anisotrope i s'écrit

$$z_i = \sum_{\alpha \in i} Q_\alpha K_0 \left(\frac{\vec{r}_\alpha}{\lambda} \right). \quad (2.22)$$

Ainsi, le potentiel d'interaction capillaire entre deux particules anisotropes i et j , s'écrit comme la superposition de toutes les interactions entre charges locales Q_α et Q_β . Nous avons,

$$U_{ij} = -2\pi\gamma \sum_{\alpha \in i} \sum_{\beta \in j} Q_\alpha Q_\beta K_0 \left(\frac{\vec{r}_\alpha - \vec{r}_\beta}{\lambda} \right). \quad (2.23)$$

Comme précisé précédemment, les dimères sont des particules anisotropes. En effet, l'interface se creuse au niveau des extrémités du dimère et s'élève au niveau de son centre. Une telle déformation produit alors un quadrupôle capillaire, comme illustré sur la Fig. 2.9. Cette image est obtenue en utilisant un moiré, technique basée sur les différences de contraste induites par la déformation de l'interface. Un motif spécifique est éclairé et réfléchi à la surface de l'eau. La présence de l'objet déforme l'interface, ce qui modifie la réflexion du motif.

2.2.2 Interaction magnétocapillaire

Puisque les dimères sont constitués de deux billes ferromagnétiques douces, l'expression de l'interaction magnétique est identique à celle de l'équation (2.17). Au vu des propriétés

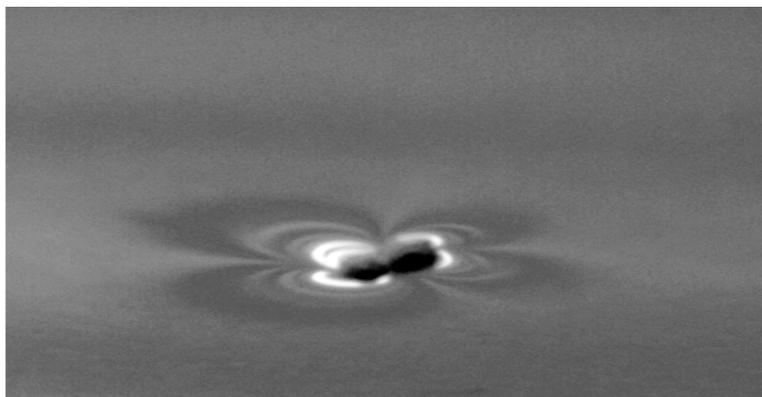


Figure 2.9 – Photographie d’un dimère posé à la surface de l’eau. Les quatre lobes du quadrupôle capillaire y sont visibles. Photographie réalisée par G. Grosjean en 2019 au laboratoire.

magnétiques des dimères, nous pouvons négliger les effets de réorientation causés par la présence d’un moment magnétique permanent. Ainsi, le potentiel d’interaction magnétocapillaire s’écrit

$$\begin{aligned}
 U_{mc} &= U_c + U_m \\
 &= 2\pi\gamma \left[\frac{1}{8\pi^2} \frac{\chi^2 V^2 B^2}{\gamma\mu_0\lambda^3} \frac{1}{r^3/\lambda^3} - \sum_{\alpha \in i} \sum_{\beta \in j} Q_\alpha Q_\beta K_0 \left(\frac{|\vec{r}_\alpha - \vec{r}_\beta|}{\lambda} \right) \right]. \quad (2.24)
 \end{aligned}$$

À l’instar du potentiel d’interaction magnétocapillaire entre deux sphères, ce potentiel présente un minimum. Celui-ci indique donc la présence d’une distance d’équilibre qui dépend, une fois les particules choisies, du champ magnétique B et de la façon dont se superposent les charges capillaires Q_α et Q_β . L’importance de cette superposition est mise en évidence dans la section suivante, où nous analysons des résultats obtenus par simulations numériques [21].

2.2.3 Simulations numériques

Des simulations numériques d’assemblages magnétocapillaires de dimères ont été réalisées par Delens en 2020 [21]. Ces simulations nous permettent de visualiser les conformations d’équilibres potentiellement observables lors de notre travail en laboratoire et qui seront discutées dans le Chapitre 4. Le modèle utilisé pour les simulations est relativement simple. Une charge négative q_- est portée par chacune des billes et une charge positive q_+ est placée au centre de masse du dimère. En variant le rapport des charges, nous pouvons modifier l’amplitude des différents lobes du quadrupôle capillaire. Les dimères sont plongés dans un champ magnétique d’intensité fixe de 40 G, donnant lieu à une répulsion dipôle-dipôle entre ceux-ci.

Lors de cette étude, deux configurations d’équilibre ont été observées. La première, présentée sur la Fig. 2.10a, est obtenue en utilisant des charges capillaires $q_- = 1$ et $q_+ = 2.9$. Dans ce cas, l’attraction capillaire par les centres des dimères est beaucoup plus importante que celle par leurs extrémités. Par conséquent, les dimères se placent en configuration *côte à côte*. L’autre configuration, présentée sur la Fig. 2.10b, est obtenue en utilisant $q_- = 1$ et $q_+ = 1.3$. Dans ce cas, l’attraction des dimères par leurs centres est proche de celle causée par les charges

négatives se trouvant aux extrémités. C'est pourquoi, il est possible d'obtenir une configuration *face-à-face*.

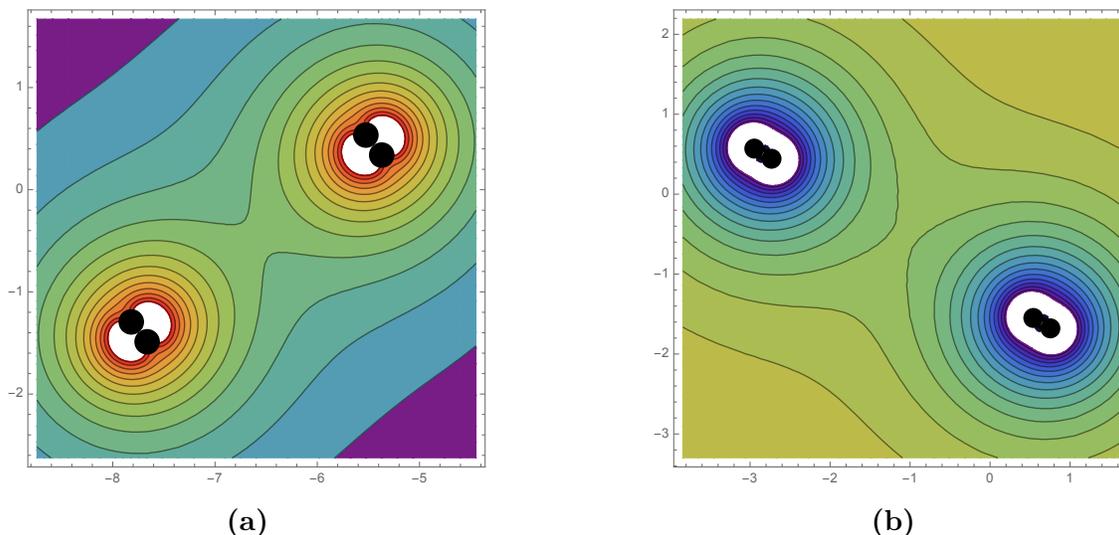


Figure 2.10 – Positions d'équilibres obtenues par simulations numériques pour deux dimères soumis à un champ magnétique vertical de 40 G et posés à la surface de l'eau. Les courbes représentent les équipotentiels. (a) La charge centrale de chaque dimère étant beaucoup plus grande que celle des extrémités, les dimères s'attirent par leurs centres. L'assemblage adopte alors la configuration *côte à côte*. (b) La charge centrale associée au centre de l'assemblage étant fort proche de la charge des extrémités, les dimères s'attirent par ces derniers. Dans ce cas, l'assemblage adopte une configuration en *face-à-face*. Images issues de [21]

2.3 Navier-Stokes

Lorsqu'un corps se déplace dans un fluide newtonien, nous pouvons utiliser l'équation de Navier-Stokes afin d'obtenir des informations sur son mouvement. Cette équation locale régit l'écoulement d'un fluide et s'écrit, dans le cas où ce fluide est incompressible, comme

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{f}_v - \frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \vec{v}, \quad (2.25)$$

où \vec{v} est le champ des vitesses du fluide, ρ sa masse volumique, ν sa viscosité cinématique, p le champ des pressions régnant dans le fluide et \vec{f}_v les forces de volumes s'appliquant sur le fluide.

Malgré le fait que cette équation n'admet pas de solutions analytiques, il est possible, moyennant certaines approximations, de la simplifier et d'en obtenir de nombreuses informations. Pour ce faire, nous pouvons définir un nombre sans dimension, appelé nombre de Reynolds, mesurant qualitativement la compétition entre les effets convectifs et diffusifs engendrés par la présence ou nage d'un corps. Ce nombre est défini par

$$Re = \frac{vL}{\nu}, \quad (2.26)$$

où v et L sont respectivement la vitesse et la longueur caractéristique de l'objet ou du nageur.

À l'instar d'autres nombres sans dimension, nous pouvons envisager trois zones : bas nombre de Reynolds, nombre de Reynolds intermédiaire et haut nombre de Reynolds. Ces trois cas sont brièvement discutés dans la suite. Un graphique log-log du nombre de Reynolds en fonction de la taille du nageur est présenté sur la Fig. 2.11. Des organismes vivants y sont représentés, ce qui permet de remarquer le lien entre leur taille, nage et nombre de Reynolds associé. La zone en vert est la zone des Reynolds intermédiaires.

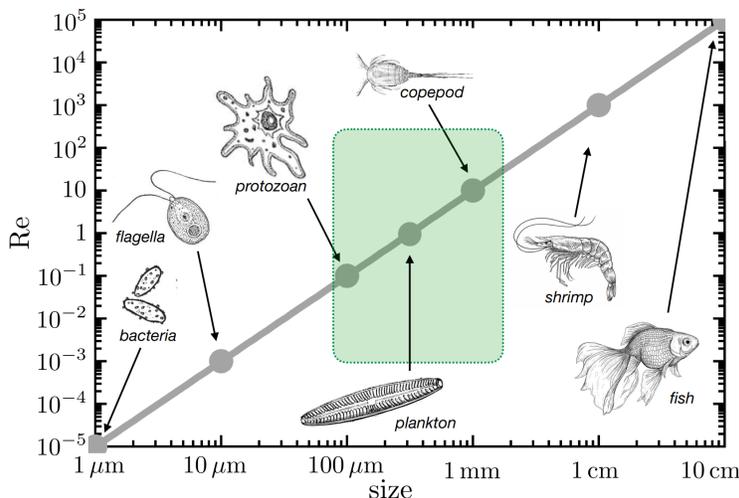


Figure 2.11 – Graphique log-log du nombre de Reynolds en fonction de la taille du nageur. Différents organismes vivants y sont représentés, soulignant le lien entre leur taille, nage et nombre de Reynolds associé. La zone colorée en vert est la zone des nombres de Reynolds intermédiaires.

2.3.1 Bas nombre de Reynolds

Si un nageur est petit, nage lentement, ou si la viscosité du fluide dans lequel il est plongé est extrêmement élevée, le nombre de Reynolds associé est largement inférieur à un. Dans ce cas, les termes convectifs peuvent être négligés dans l'équation (2.25) et nous obtenons l'équation de Stokes

$$\nabla p = \eta \Delta \vec{v}, \quad (2.27)$$

où η est la viscosité dynamique du fluide. Cette équation possède la propriété intéressante d'être réversible dans le temps et d'être indépendante des taux de variations [24]. À cause de cette réversibilité, il est impossible pour un corps de nager en produisant des mouvements symétriques dans le temps. En d'autres termes, il est impossible d'effectuer un mouvement dans le fluide lorsque nous effectuons un mouvement précis pour aller dans un endroit et que nous revenons à l'état initial par le mouvement inverse. Ce théorème, qui vient d'être cité, porte le nom de *théorème de la coquille Saint-Jacques* [8]. Il fait référence à la stratégie de nage de celle-ci qui se déplace en s'ouvrant puis se fermant. L'éjection du liquide suite à sa fermeture lui permet de se propulser dans l'eau. Cependant, à bas nombres de Reynolds, les deux poussées de

fluide résultant de l'ouverture et fermeture de sa coquille s'annulent, car elles sont symétriques. Il est donc impossible pour une coquille Saint-Jacques de nager dans ces conditions.

Les microorganismes, tels que les bactéries, sont des exemples d'êtres vivants se déplaçant à bas nombres de Reynolds. Ils ont dû établir des stratégies de nage non réciproque telles que le battement de cils ou de flagelles. Par exemple, les mouvements non réciproques des cils d'un Cilié sont déphasés de sorte à générer une onde métachrone à sa surface. Cette onde, en se propageant, permet à l'organisme de se déplacer [25]. Le mouvement des cils est illustré sur la Fig. 2.12.

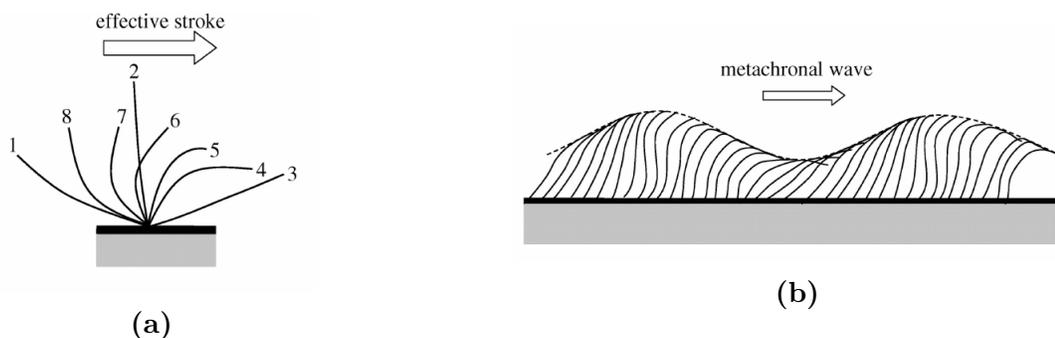


Figure 2.12 – Schéma représentant le mouvement des cils d'un Cilié. **(a)** Mouvement non réciproque d'un cil. Il effectue un mouvement périodique donné par la séquence de 1 à 8. La flèche indique le sens de la poussée effective (*effective stroke*) provoqué par le mouvement du cil. **(b)** Représentation de la surface d'un Cilié. Chacun des cils effectue un mouvement déphasé par rapport à celui de ses voisins. Ce déphasage permet la formation d'une onde métachrone (*metachronal wave*) qui se propage le long de la surface du microorganisme. Images issues de [25]

2.3.2 Nombre de Reynolds intermédiaire

L'étude de la nage d'organismes vivants de taille de l'ordre de quelques centaines de micromètres à quelques millimètres est rendue difficile par le fait, qu'à cette échelle, les mouvements sont réalisés à des nombres de Reynolds intermédiaires. Lorsque nous nous trouvons à de tels régimes, il est impossible de réaliser des simplifications dans l'équation de Navier-Stokes et donc de la résoudre analytiquement. Des travaux [26–28] montrent que pour des conditions très proches, un nageur peut avancer ou reculer. Ce résultat est déroutant et souligne la complexité d'un tel régime.

Les dimères utilisés dans le cadre de ce travail étant d'une taille d'un millimètre, ce régime de Reynolds particulier nous intéressera dans la suite.

2.3.3 Grands nombre de Reynolds

Si le mouvement du nageur étudié est largement dominé par la convection, *i.e.* si le nageur est grand, se déplace vite ou se trouve dans un fluide très peu visqueux, le nombre de Reynolds

est alors fortement supérieur à un. Dans ce cas, l'équation de Navier-Stokes (2.25) peut se simplifier en négligeant les termes diffusifs et nous obtenons l'équation d'Euler

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{f}_v - \frac{1}{\rho} \nabla p, \quad (2.28)$$

qui décrit l'écoulement d'un fluide parfait.

La majorité des poissons et mammifères marins nagent à grand nombre de Reynolds. L'eau étant un fluide incompressible, tout mouvement effectué par un animal aura pour effet de mettre en mouvement l'eau dans laquelle il se trouve. En utilisant les mouvements de ses membres, il déplace d'importantes masses d'eau qui, par conservation de la quantité de mouvement, lui permettent de se déplacer.

Chapitre 3

Matériel et méthodes

Dans ce chapitre, nous commencerons par décrire de manière détaillée le matériel utilisé dans le cadre de ce travail de fin d'études. Une attention particulière sera portée aux bobines de Helmholtz utilisées pour générer des champs magnétiques dans les trois dimensions de l'espace. Ensuite, la méthode d'analyse d'images sera brièvement décrite et illustrée.

3.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental, dont un schéma est présenté sur la Fig. 3.1, est constitué d'un récipient circulaire, en verre, de 6 cm de diamètre et de 2 cm de haut, placé au centre d'un système 3D de bobines de Helmholtz. Ce récipient est rempli d'eau jusqu'à environ mi-hauteur et des billes, de 500 μm de diamètre, sont placées à l'interface air-eau afin d'être étudiées. Un couvercle en verre est placé afin d'empêcher les mouvements d'air d'entraîner les particules. Les images et vidéos sont collectées à l'aide d'une caméra CCD, placée au-dessus du bain d'eau. Dans le but de faciliter le traitement des images collectées, une lumière blanche est émise en dessous du bain, permettant ainsi d'obtenir un contraste relativement élevé.

3.1.1 Billes

Les billes de 500 μm utilisées lors des expériences sont composées d'un alliage acier-chrome AISI52100. Cet alliage a pour propriété principale d'être relativement résistant à la corrosion, à l'usure et aux déformations. De plus, ces billes sont de type ferromagnétique doux, *i.e.* possèdent un cycle d'hystérèse très étroit, ce qui leur confère une faible rémanence magnétique. Une fois le champ magnétique éteint, elles ne conservent qu'un très faible moment magnétique [10, 29].

3.1.2 Bobines de Helmholtz

Une paire de bobines de Helmholtz est composée de bobines circulaires, de rayons identiques, disposées parallèlement l'une à l'autre et séparées d'une distance égale à leur rayon. Une telle configuration de bobines permet de générer un champ magnétique homogène entre celles-ci.

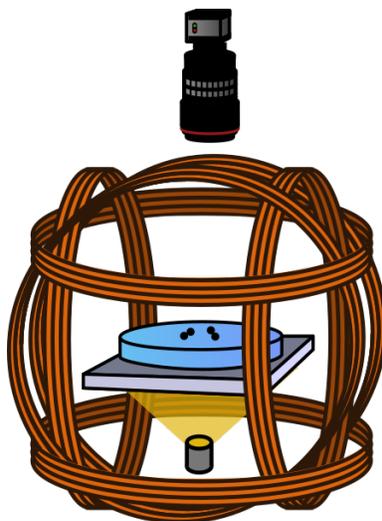


Figure 3.1 – Schéma du dispositif expérimental utilisé. Il est composé de trois paires de bobines Helmholtz, permettant de générer des champs magnétiques dans les trois dimensions de l'espace. La distance entre chaque bobine constituant une paire est égale au rayon des bobines, permettant d'obtenir un champ intense et homogène au centre de celles-ci. Au centre, se situe un récipient circulaire rempli d'eau jusqu'à mi-hauteur et où sont placées, à la surface de l'eau, les particules à étudier.

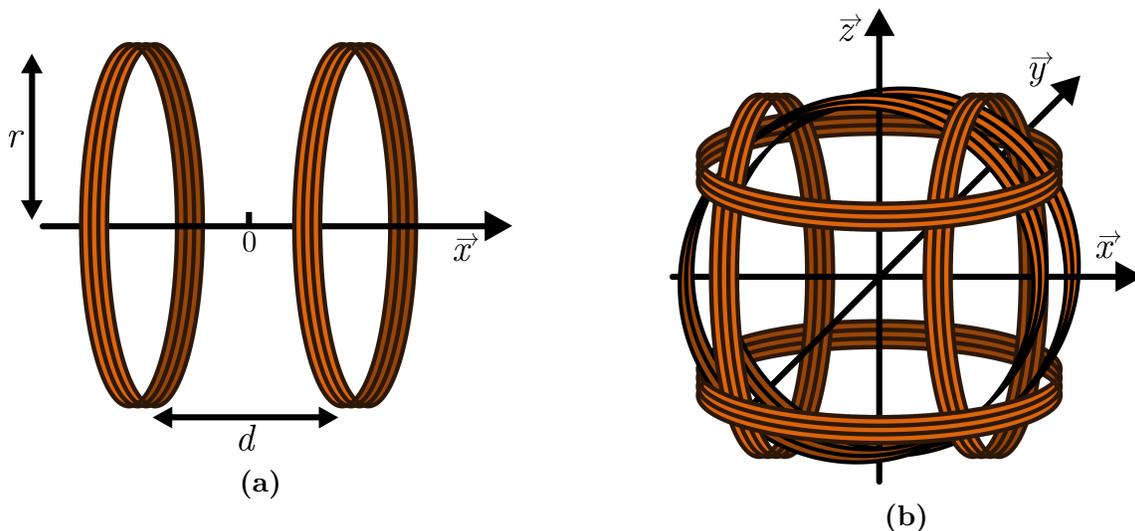


Figure 3.2 – (a) Schéma d'une paire de bobines en configuration Helmholtz. Elles sont de même rayon et placées parallèlement l'une à l'autre. Afin que le champ magnétique généré soit le plus homogène possible, il est nécessaire que la distance séparant les bobines soit égale au rayon de celles-ci. (b) Schéma de la disposition des bobines dans le dispositif expérimental. Elles sont disposées de manière à générer un champ magnétique homogène dans les trois dimensions de l'espace.

Nous pouvons démontrer, en utilisant la loi de Biot-Savart et le principe de superposition, que le champ magnétique le plus uniforme est obtenu lorsque les deux bobines formant la paire

sont séparées d'une distance égale à leur rayon [22, 30]. En définissant l'axe x comme étant l'axe passant par le centre des deux bobines et l'origine au centre du système, comme illustré sur la Fig. 3.2a, le champ magnétique généré par la bobine de gauche est donné par

$$B_1(x) = \frac{N\mu_0 I r^2}{2 \left(r^2 + \left(x + \frac{d}{2} \right)^2 \right)^{3/2}}, \quad (3.1)$$

où N est le nombre de spires composant la bobine, μ_0 la perméabilité magnétique du vide, I le courant parcourant les spires, r le rayon des bobines et d la distance les séparant. De plus, le champ magnétique généré par la bobine de droite est donné par l'équation

$$B_2(x) = \frac{N\mu_0 I r^2}{2 \left(r^2 + \left(x - \frac{d}{2} \right)^2 \right)^{3/2}}. \quad (3.2)$$

Ainsi, en utilisant le théorème de superposition, nous pouvons déterminer le champ magnétique le long de l'axe x . Nous avons

$$B(x) = \frac{N\mu_0 I r^2}{2} \left[\frac{1}{\left(r^2 + \left(x + \frac{d}{2} \right)^2 \right)^{3/2}} + \frac{1}{\left(r^2 + \left(x - \frac{d}{2} \right)^2 \right)^{3/2}} \right]. \quad (3.3)$$

Afin de déterminer la distance d optimale pour obtenir un champ magnétique uniforme, il nous suffit de regarder où la dérivée seconde de $B(x)$ s'annule par rapport à x , en supposant que nous nous situons au centre de l'assemblage, c'est-à-dire en $x = 0$. Cette contrainte s'écrit alors

$$\left. \frac{\partial^2 B}{\partial x^2} \right|_{x=0} = 0. \quad (3.4)$$

En développant, nous avons

$$\frac{15d^2}{2(r^2 + \frac{d^2}{4})^{7/2}} - \frac{6}{(r^2 + \frac{d^2}{4})^{5/2}} = 0,$$

d'où nous obtenons le résultat attendu

$$d = r. \quad (3.5)$$

Il est donc clair qu'il faut placer les deux bobines à une distance égale à leur rayon.

Connaissant cette distance optimale, nous pouvons calculer l'intensité du champ magnétique au centre des bobines en utilisant la relation (3.3) évaluée en $x = 0$, nous obtenons

$$B(0) = \left(\frac{4}{5} \right)^{3/2} \frac{N\mu_0 I}{r}. \quad (3.6)$$

Au vu de la forme de l'équation (3.6), il est clair que le champ magnétique généré par les bobines est proportionnel aux courants appliqués à celles-ci.

Comme explicité ci-dessus, un système de trois paires de bobines a été utilisé dans le cadre de ce travail, permettant de créer un champ magnétique dans les trois dimensions de l'espace. Ce système permet d'obtenir un champ magnétique homogène et intense au centre du dispositif et est illustré sur la Fig. 3.2b. Afin d'obtenir cette configuration tridimensionnelle, il est nécessaire que chaque paire de bobines possède un rayon et un nombre de spires différent. Dans le cadre de ce travail, nous avons respectivement de $r_x = 0.16$ m, $r_y = 0.20$ m, $r_z = 0.13$ m et $N_x = 185$, $N_y = 230$, $N_z = 140$. En utilisant ces valeurs, les champs générés par les bobines verticales (x et y) et horizontale (z) sont donnés par

$$\begin{cases} B_x(0) \simeq 10.08 \text{ G} \\ B_y(0) \simeq 10.09 \text{ G} , \\ B_z(0) \simeq 9.61 \text{ G} \end{cases} \quad (3.7)$$

en prenant $I = 1$ A. Les bobines générant les champs magnétiques horizontaux sont alimentées via des amplificateurs qui ajustent en permanence le gain. La fréquence des courants injectés est contrôlée par un générateur de fonction produisant des signaux sinusoïdaux. Ce générateur de fonction est connecté à un ordinateur, ce qui nous permet d'appliquer des champs magnétiques constants, oscillants et tournants dans le plan sous-tendus par les deux paires de bobines verticales. Le programme utilisé pour les contrôler prend en compte et compense, à tout instant, le champ magnétique terrestre. Le courant appliqué à la paire de bobines engendrant le champ magnétique vertical est généré par un amplificateur dont nous contrôlons l'amplitude à la main.

Les courants appliqués aux bobines définissant l'axe z étant relativement intenses, l'effet Joule est particulièrement marqué et il est alors nécessaire de refroidir les bobines. Le système de refroidissement utilisé est basé sur la circulation de l'eau dans le squelette métallique du dispositif. En circulant dans la structure, l'eau absorbe la chaleur produite par les bobines et la transporte jusqu'à la sortie où l'eau chaude est évacuée.

3.1.3 Précautions

Au vu de la taille des billes utilisées lors de la réalisation de ce travail, il est important de souligner que beaucoup de précautions sont à prendre.

Tout d'abord, il est nécessaire de manipuler les billes avec un matériau non magnétique et faiblement magnétisable. En effet, au moindre contact avec les billes, elles seraient magnétisées, *i.e.* possèderaient un moment magnétique permanent non négligeable. Par conséquent, des interactions magnétiques parasites apparaîtraient, et ce, même en l'absence de champ magnétique.

Ensuite, il faut que la brucelles utilisée soit la plus propre possible pour ne pas amener des impuretés dans le bain d'eau et, par conséquent, abaisser la tension de surface de l'eau, propriété sur laquelle repose l'entièreté des expériences réalisées dans ce travail. Ces impuretés pourraient aussi tomber dans la déformation créée par un dimère, modifiant, une nouvelle fois, les interactions entre dimères.

De plus, dû au caractère métallique des billes, il est aussi crucial de minimiser l'accumulation de charges électriques sur ces sphères, mais aussi sur les surfaces comme la boîte de verre et son couvercle. De fait, ces charges amènent de nouvelles interactions parasites à l'expérience.

Finalement, il est recommandé d'utiliser de l'eau en bouteille lors des manipulations. Cette eau, ayant été filtrée au préalable, contient moins d'impuretés que l'eau du robinet et possède une composition plus constante que cette dernière. De plus, l'eau en bouteille contient des ions, elle permet donc de diminuer les effets provoqués par l'accumulation éventuelle de charges au niveau des particules, du couvercle et du récipient.

3.2 Méthodes d'analyse

Afin d'analyser les images et vidéos obtenues par le biais de la caméra CCD placée au-dessus du bain d'eau, plusieurs codes en Python ont été réalisés. Ces codes sont basés sur la bibliothèque graphique OpenCV, permettant une manipulation aisée d'images.

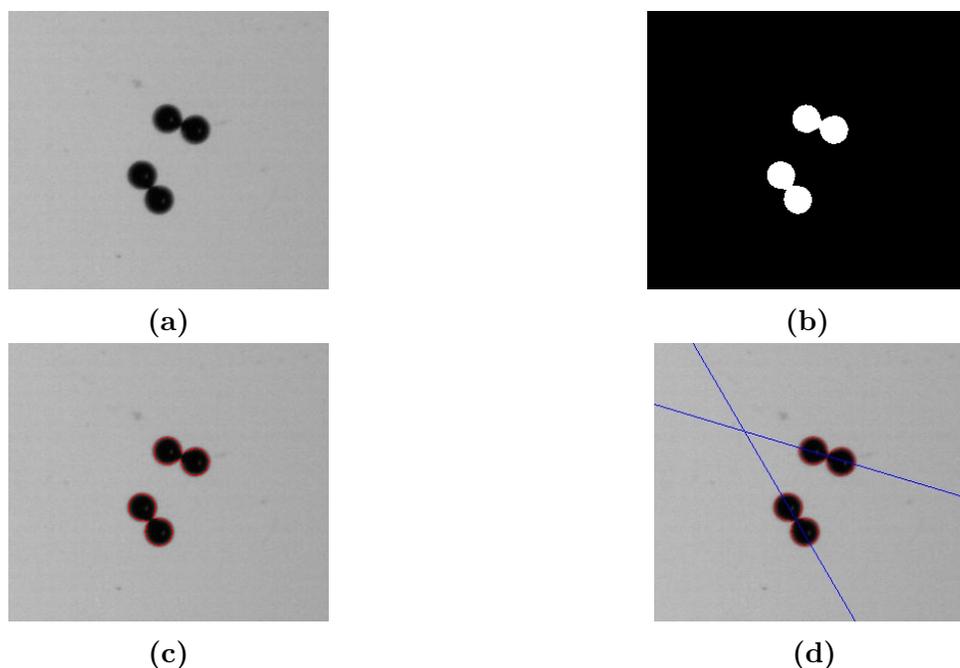


Figure 3.3 – Images présentant les quatre étapes de l'analyse des images : **(a)** Une photo du couple de dimère est prise à l'aide de la caméra CCD placée au-dessus du bain d'eau. **(b)** L'image est transformée en image binaire. **(c)** Une fonction de détection de contour est appliquée sur l'image binaire. Afin de faciliter la visibilité de ces contours, ils ont été dessinés sur l'image originale. **(d)** En connaissant les contours, des droites sont ajustées sur chaque couple de dimères. À l'aide des pentes de ces droites, il est possible d'obtenir l'angle relatif entre les dimères, et ainsi, les conformations adoptées par l'assemblage.

Dans le but d'être analysées, les images sont binarisées, permettant la détection des contours des dimères. Une fois ces contours obtenus, il est possible d'obtenir diverses informations telles que la position du centre de masse de chaque dimère, qui correspond au point de contact entre billes. En connaissant ces positions, il est possible de déterminer la distance r entre deux dimères, définie comme la distance entre centres de masse. De plus, nous pouvons déterminer l'angle relatif ϕ entre chaque dimère en ajustant une droite sur leur longueur, comme cela est visible sur la Fig. 3.3d et sur le schéma présenté sur la Fig. 3.4. La donnée de cet angle permet d'étudier les conformations adoptées par les dimères.

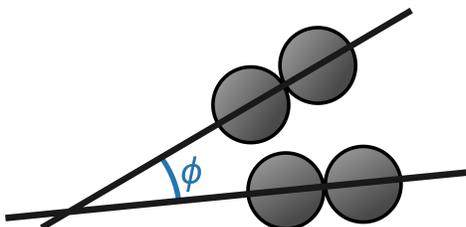


Figure 3.4 – Schéma de deux dimères et de la façon dont l'angle relatif ϕ est mesuré.

Une méthode similaire est utilisée pour analyser les vidéos obtenues lors de l'étude d'assemblages de dimères plongés dans un champ magnétique horizontal oscillant. La seule différence est que nous mesurons l'angle par rapport à la direction du champ oscillant, comme illustré sur la Fig. 3.5. Remarquons que l'algorithme utilisé ne permet d'obtenir que des angles non orientés. C'est pourquoi, nous avons choisi $\theta \in [-90^\circ, 90^\circ]$ comme borne. Ce choix permet de mettre en évidence les oscillations autour de l'axe défini par la direction du champ magnétique horizontal.

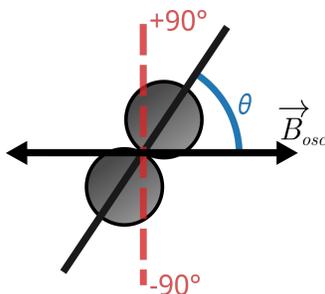


Figure 3.5 – Schéma représentant la manière dont est mesuré l'angle θ lorsque nous étudions la dynamique des dimères sous champ magnétique horizontal oscillant. Notons que les angles sont définis entre $[-90^\circ, 90^\circ]$ et sont donc non orientés. Ce choix permet de mettre en évidence les oscillations autour l'axe défini par le champ magnétique horizontal.

Chapitre 4

Fabrication des dimères

Comme expliqué dans l'introduction de ce travail de fin d'études, nous voulons augmenter la complexité des interactions magnétocapillaires afin d'obtenir des comportements plus diversifiés et ainsi, obtenir de nouvelles applications des micronageurs. Nous avons donc effectué une première étude d'assemblages de couples de billes. Pour créer de tels couples, que nous appelons dimères, notre première intuition a été de coller deux billes ensemble. Cette technique de fabrication a fait l'objet d'un rapport de stage en 2020 [31] et est discutée dans la Section 4.1. Pour des raisons explicitées dans la suite, une autre technique basée sur l'auto-assemblage a été élaborée et mise en place. Cette technique et les améliorations apportées à celle-ci sont présentées dans la Section 4.2. Chaque méthode a été testée en réalisant une étude des interdistances et angles relatifs entre deux dimères en fonction du champ magnétique vertical appliqué. L'intensité du champ magnétique vertical a été augmentée jusqu'à une valeur seuil pour ensuite être diminuée. Cette expérience a été répétée quatre fois pour chaque technique d'assemblage.

4.1 Collage

Lorsque nous voulons coller des billes de $500\ \mu\text{m}$, la tâche peut s'avérer ardue et il est nécessaire de les manipuler avec des brucelles et beaucoup de précautions. Afin de réaliser ce collage, la méthode suivante a été utilisée : nous commençons par prendre une bille à l'aide d'une pince, ensuite, à l'aide d'une pointe de seringue suffisamment fine, nous appliquons un point de colle sur cette bille. Après cette étape, il suffit de poser une nouvelle bille à l'endroit où le point de colle a été réalisé. Au vu du protocole expérimental, nous pouvons rapidement remarquer qu'il pourrait poser des soucis du point de vue de la répétabilité. En effet, le collage des deux billes étant réalisé à la main, il est presque impossible de toujours assembler les sphères métalliques de la même manière. Il est donc garanti que nous n'obtiendrons pas de dimères identiques en utilisant cette méthode. De plus, lorsque nous regardons avec attention quelques photographies réalisées à l'aide d'un stéréozoom, voir Fig. 4.1, nous constatons que les billes ne sont pas toujours alignées. Il est aussi possible de voir que la colle s'étale sur le bord du point de contact, menant à une asymétrie du dimère. Il est même arrivé, comme cela est visible sur la Fig. 4.1c, que la colle s'étale sur une des sphères. Malgré ces sources d'erreurs,

des mesures ont été réalisées et étudiées.

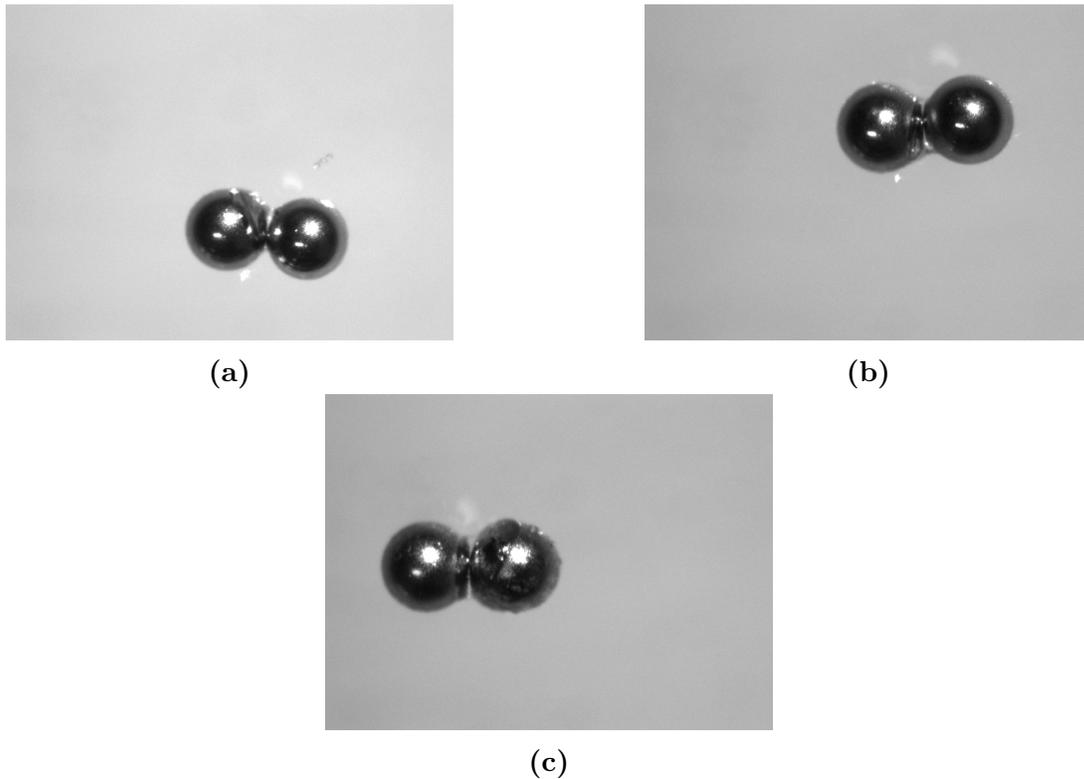


Figure 4.1 – Photos de dimères assemblés par collage et posés à la surface de l’eau. Nous pouvons voir que beaucoup de colle se place entre le deux sphères. Sur (a), il est possible de voir un dépôt important de colle sur la sphère de gauche. C’est ce genre de défauts qui amène à formation de configurations inattendues. Sur (b), nous pouvons constater que le point de colle ne s’étale pas de la même manière d’un côté ou de l’autre. Une sphère sera alors plus pesante que l’autre. Par conséquent, l’interaction entre deux dimères est, une nouvelle fois, modifiée. De plus, nous pouvons constater sur la photo (c), que la colle a « migré » sur la surface de la bille de droite. Tous ces défauts de fabrication sont très courants, ce qui met l’emphase sur l’impossibilité de créer deux dimères identiques par collage.

Les résultats présentés dans cette section sont directement extraits des images obtenues lors du stage effectué en 2020 [31]. Ces images ont été analysées une nouvelle fois en utilisant les codes brièvement décrits dans la Section 3.2. Il est important de souligner qu’au moment du stage, le dispositif expérimental était le même excepté pour l’intensité minimale et maximale du champ magnétique vertical. Les bobines utilisées lors de ce travail de fin d’étude sont plus puissantes et permettent donc d’explorer une plus vaste gamme d’intensité de champ magnétique vertical. Il faut remarquer que les champs minimums choisis l’ont été de sorte à empêcher l’effondrement des deux couples en une seule structure. Étant donné que, lorsque nous collons les dimères, une certaine quantité de matière est ajoutée à ceux-ci, le champ magnétique minimal doit être relativement élevé. De fait, si le champ magnétique vertical appliqué est trop faible lorsque les dimères se rencontrent, ils risquent de se toucher et donc de s’assembler, ce que nous voulons éviter.

Tout d'abord, lorsque nous étudions la distance r entre deux couples en fonction du champ vertical B_z , nous pouvons constater que, comme illustré sur la Fig. 4.2a, le comportement est linéaire. Ce résultat est étonnant au vu de l'expression du nombre magnétocapillaire, qui évolue comme le carré du champ magnétique vertical. Ce constat vient probablement du fait que la zone des valeurs du champ magnétique balayée est assez restreinte et ne nous permet donc pas d'observer le comportement complet. Les barres d'erreurs, qui peuvent paraître imposantes, sont probablement majoritairement induites par les défauts cités ci-dessus. Cependant, il est important d'ajouter que d'autres sources d'erreur sont présentes, qu'elles soient physiques ou dues au traitement d'images. Nous pouvons, par exemple, citer la variation de la tension de surface de l'eau avec la température et la concentration ionique.

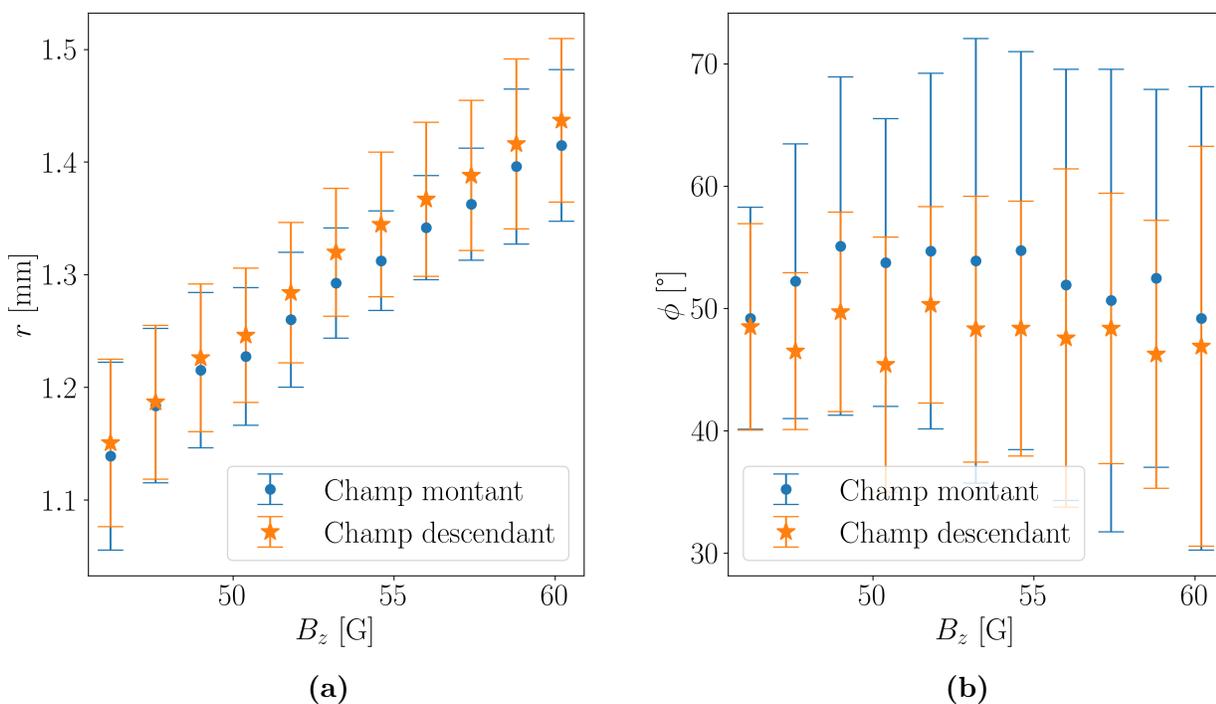


Figure 4.2 – (a) Distance d'équilibre r entre deux dimères collés en fonction du champ magnétique vertical B_z . Nous pouvons remarquer que cette distance évolue de manière linéaire avec l'intensité du champ magnétique. (b) Angle relatif ϕ entre les deux dimères collés, en fonction du champ magnétique vertical B_z . Nous remarquons que les barres d'erreurs sont très importantes. Cela vient, notamment, du fait que la colle influe la charge capillaire des dimères, et donc, les conformations d'équilibres.

Ensuite, si nous nous concentrons sur l'étude de l'angle relatif ϕ entre les deux couples de dimères, nous remarquons sur la Fig. 4.2b que les dimères ne se placent jamais parallèlement. Cette disposition est pourtant celle attendue, au vu de leur quadrupôle capillaire et des simulations numériques [21]. De plus, nous constatons que les conformations adoptées, *i.e.* les angles, changent de manière radicale d'une expérience à l'autre. Par conséquent, les dimères collés ne

permettent pas d’obtenir une expérience très reproductible. Ce qui, de par la difficulté de créer deux dimères collés identiques, était quelque peu attendu.

Au vu de la faible reproductibilité de l’assemblage de dimères par collage, de la faible reproductibilité de l’expérience et de l’impossibilité de s’approcher des conformations prédites par les simulations [21], nous avons décidé de changer de technique de fabrication de dimères et avons opté pour une méthode basée sur l’auto-assemblage par interaction capillaire.

4.2 Auto-assemblage

Une solution pour diminuer les effets dû à la jonction des deux billes formant un dimère est l’auto-assemblage par capillarité. En fait, en utilisant cette technique, la jonction se réduira à un point de contact. De plus, cette méthode est très facilement applicable à notre expérience : il suffit d’éteindre le champ magnétique vertical. De cette manière, les deux billes ne sont plus que soumises à une force attractive de type capillaire, ce qui provoque leur assemblage. Un avantage de l’auto-assemblage est qu’il rend possible la formation de plusieurs dimères simultanément. Il suffit de positionner des couples de billes à une distance respectable, *i.e.* une distance où les effets d’attraction capillaire sont faibles.

Une photo, prise au stéréozoom, d’un dimère assemblé selon la méthode décrite dans le paragraphe précédent est présentée sur la Fig. 4.3. Nous pouvons constater que les billes formant ce dimère possèdent bien un unique point de contact et que celui-ci est bien résolu. De plus, en prenant les précautions discutées dans la Sous-section 3.1.3, il est possible de créer des dimères identiques. Ce qui nous permet d’obtenir des résultats plus reproductibles et d’observer les différentes conformations théoriques.



Figure 4.3 – Photographie, sous stéréozoom, d’un dimère assemblé par capillarité. Nous pouvons constater qu’il s’agit simplement d’un assemblage de deux sphères qui se touchent. Cette union simple permet d’obtenir une ligne de contact plus homogène et d’augmenter la reproductibilité.

Tout d’abord, nous pouvons constater sur la Fig. 4.4a que la distance d’équilibre r évolue toujours linéairement avec l’intensité du champ magnétique vertical B_z , et ce, malgré le fait

que nous accédons à des valeurs de champs magnétiques plus larges que dans le cas des dimères collés. De plus, nous pouvons remarquer que les écart-types ne sont pas très fortement affectés par le changement de technique d'assemblage. En effet, ceux-ci restent, en moyenne, de l'ordre de 0.1 mm, comme c'est le cas pour les dimères collés. Cela nous empêche donc de déterminer si oui, ou non, l'auto-assemblage permet d'augmenter la reproductibilité de l'expérience. C'est pourquoi, nous devons aussi nous intéresser aux angles relatifs et donc aux conformations adoptées par le couple de dimères.

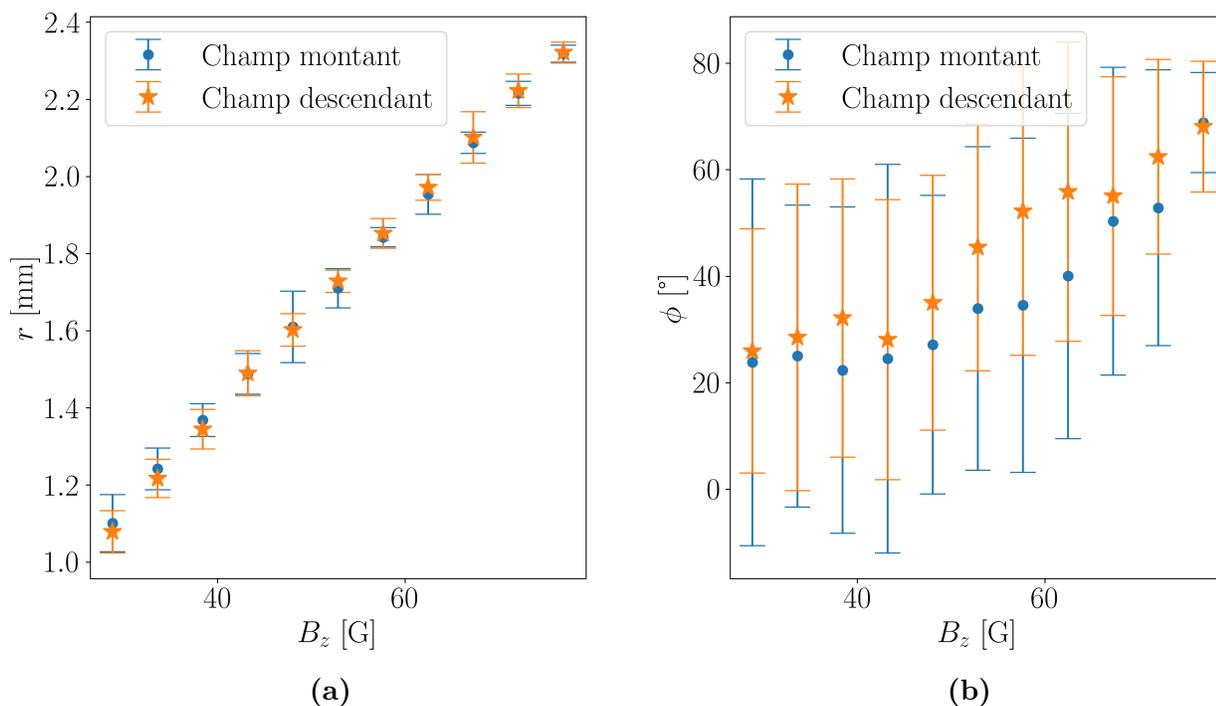


Figure 4.4 – (a) Distance d'équilibre r entre deux dimères en fonction du champ magnétique vertical B_z , pour des dimères assemblés sans protocole préparatoire. Nous pouvons remarquer que cette distance évolue de manière linéaire avec l'intensité du champ magnétique. (b) Angle relatif ϕ entre les deux dimères assemblés sans protocole, en fonction du champ magnétique vertical B_z . Nous remarquons que les barres d'erreurs sont assez importantes. Une probable cause de ces écart-types est le fait que la ligne de contact des dimères n'est pas très uniforme et varie de dimère en dimère. Cette non-uniformité de la ligne de contact a pour conséquence que le dimère ne peut pas être associé à un quadrupôle capillaire standard, il est légèrement déformé. Ainsi, les conformations observables restent éloignées de celles prédites numériquement. De plus, nous constatons que lorsque le champ magnétique vertical est particulièrement intense, une conformation en presque angle droit est visible.

Ensuite, l'étude des angles relatifs ϕ entre dimères nous permet de constater que l'angle moyen a diminué. Ceci montre que les dimères ont tendance à adopter une disposition où ils sont légèrement plus parallèles que dans le premier cas. Se rapprochant de la conformation

attendue lorsque le champ magnétique n'est pas très intense. De plus, malgré une erreur assez importante lorsque le champ vertical est faible, nous constatons que pour de plus grandes intensités de champs magnétiques, une disposition est fortement privilégiée. Il s'agit de la disposition en presque angle droit, illustrée sur la Fig. 4.5b. Cette disposition du couple est inattendue du fait de la forme d'un quadrupôle capillaire. Cependant, elle peut partiellement s'expliquer en prenant en compte que les lobes du quadrupôle capillaire sont plus importants, en valeur absolue, au niveau des extrémités des dimères qu'au niveau de leurs centres. Il est donc logique qu'en s'écartant, les dimères s'attirent plus par leurs extrémités que leurs centres. Nous pouvons ainsi imaginer que si nous exposons les dimères à un champ magnétique très intense, il devrait être possible de retrouver la conformation en face-à-face prédite par les simulations.

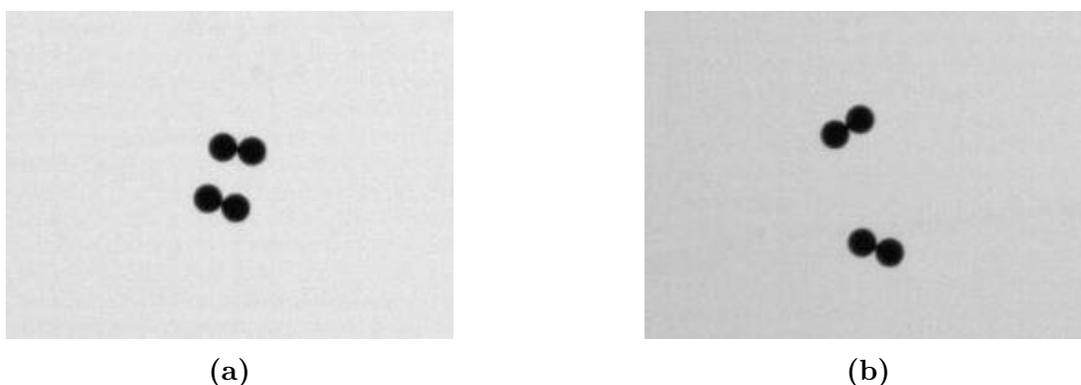


Figure 4.5 – Photographie de deux dimères assemblés sans protocole, lors d'une série d'expériences. **(a)** Les dimères sont exposés à un champ magnétique vertical de 29 G. Nous pouvons constater que les dimères adoptent une disposition presque parallèle. **(b)** Les dimères sont soumis à un champ magnétique vertical de 77 G. Ils adoptent alors une conformation en angle d'environ 70°. Lorsque le champ magnétique est plus intense, les dimères s'éloignent et, au vu de la forme du quadrupôle capillaire, s'attirent plus par leurs extrémités que leurs centres.

Au fur à mesure des expériences, nous avons aussi remarqué que les dimères créés par auto-assemblage possèdent un défaut majeur. Lorsque le champ magnétique vertical est trop intense ou qu'il est rallumé juste après l'assemblage en dimère, il est très fréquent qu'un dimère se sépare en deux. Il est, alors, nécessaire de recommencer l'expérience. La cause de cette séparation est due à la compétition entre magnétisme et capillarité. Le pont capillaire entre deux billes, engendré par leur rencontre, n'est probablement pas suffisant lorsque le champ magnétique devient trop intense. De plus, nous avons émis l'hypothèse que la forme de ce quadrupôle est en fait modifiée par la non-uniformité de la ligne de mouillage. En effet, si le mouillage ne se fait pas de manière uniforme le long du dimère, la charge capillaire en résultant se voit modifiée. C'est cette hypothèse qui nous a également poussé à introduire un protocole expérimental.

4.2.1 Introduction d'un protocole

Au vu de la nouveauté de l'expérience, et donc de l'absence de théorie à son sujet, le protocole, visant à uniformiser la ligne de contact des dimères, a été façonné et testé de manière empirique. En fait, plusieurs protocoles, qui ne seront que très brièvement abordés dans ce travail, ont été proposés puis rejetés pour diverses raisons. La principale étant l'absence d'amélioration concrète quant à la séparation des dimères une fois le champ magnétique rétabli.

De par la variété de géométries de champ magnétique horizontal pouvant être produite par le dispositif expérimental, nous pouvons imaginer tous types de protocoles visant à l'uniformisation de la ligne de contact. Notons que ces protocoles s'effectuent juste après l'assemblage des billes en dimères.

Lors du protocole, il est nécessaire de faire bouger les dimères afin qu'une légère quantité d'eau recouvre les côtés de chacun d'eux. Plusieurs protocoles visaient à uniformiser l'interface en faisant pivoter d'un coup sec chaque couple de dimères dans un sens puis un autre. Ces protocoles ne se sont pas révélés concluants. C'est pourquoi, une autre méthode a été envisagée : l'utilisation de champ magnétique horizontal tournant. En effet, ce champ force les dimères à tourner et donc à homogénéiser l'interface. Plusieurs tests ont été réalisés quant à la fréquence et le sens de rotation de champ tournant. Ceux-ci ont aboutis au protocole suivant, faisant intervenir les deux sens de rotation et une fréquence de 1.5 Hz :

1. Le champ magnétique vertical B_z est activé et nous déposons, à l'interface air-eau, deux paires de billes séparées à une distance d'environ 2 cm.
2. Un champ magnétique horizontal est généré dans la direction \vec{x} et le champ magnétique vertical est éteint. Ceci provoque l'assemblage des billes d'un même couple. Les deux couples de dimères sont ainsi formés et le champ horizontal est alors éteint et le vertical est réenclenché.
3. Un champ magnétique tournant dans le sens horloger, d'une fréquence de 1.5 Hz, est produit dans le plan (x, y) pendant une durée de 30 s.
4. Après ces 30 s, le champ magnétique tournant est inversé et maintenu durant 30 s.
5. Les opérations 3. et 4. sont répétées une nouvelle fois. Nous terminons la routine en éteignant le champ magnétique horizontal.

Nous effectuons donc deux cycles de rotations dans les deux sens. Il est important de préciser que lorsque les bobines générant le champ horizontal ne sont pas en fonction, elles sont en fait sur le mode « repos ». Dans ce mode, comme cité dans la Section 3.1, ces bobines compensent simplement le champ magnétique terrestre. Notons aussi que, malgré le fait que les billes s'auto-assemblent simplement en éteignant le champ magnétique vertical, nous avons remarqué que leur appliquer un champ magnétique horizontal unidirectionnel permet une meilleure cohésion de l'assemblage par après.

Une fois ce protocole mis en place, nous avons remarqué une nette amélioration de la robustesse de l'expérience. En effet, moins de billes se séparent lorsque nous montons en intensité

de champ magnétique. Cela vient probablement du fait qu'en effectuant le protocole, nous renforçons le pont capillaire établi entre les deux billes.

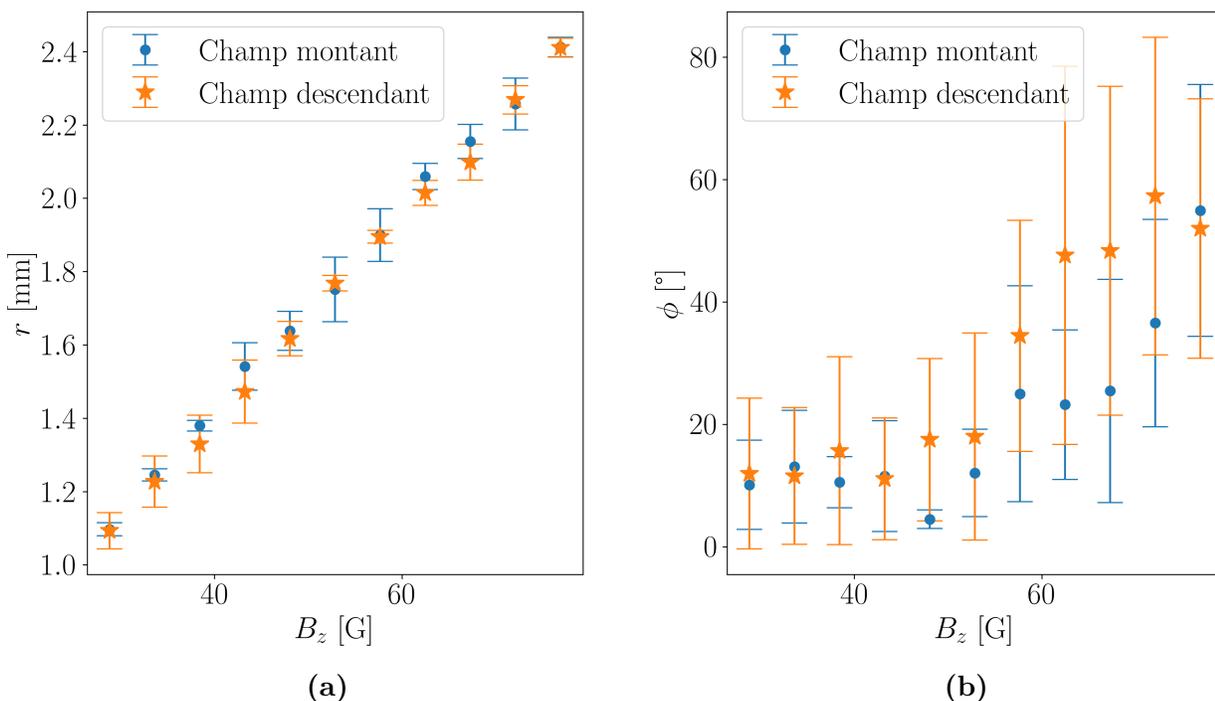


Figure 4.6 – (a) Distance d'équilibre r entre deux dimères auto-assemblés en utilisant le protocole préparatoire en fonction du champ magnétique vertical B_z . Nous pouvons remarquer que cette distance évolue de manière linéaire avec l'intensité du champ magnétique. (b) Angle relatif ϕ , en fonction du champ magnétique vertical B_z , entre les deux dimères auto-assemblés avec protocole préparatoire. Malgré le protocole, les barres d'erreurs restent toujours importantes.

Les résultats obtenus lors des mesures de l'interdistance r en fonction du champ magnétique vertical B_z sont présentés sur la Fig. 4.6a. Nous constatons que cette distance conserve son comportement linéaire. De plus, nous ne remarquons pas de différences significatives quant aux barres d'erreurs, ce qui laisse sous-entendre que les erreurs restantes sont majoritairement dues à des facteurs différents de celui du mouillage et de l'interface air-eau.

En ce qui concerne les angles ϕ , plusieurs éléments sont à souligner. Nous remarquons, sur la Fig. 4.6b, un comportement général. En effet, les dimères ont tendance à se placer de manière presque parallèle lorsque le champ magnétique est relativement faible. Ce résultat s'approche du résultat obtenu par simulations [21]. De plus, il est clair que l'angle augmente en moyenne avec le champ magnétique, mais n'atteint pas des limites aussi extrêmes que dans le cas sans protocole. Ici, l'angle final moyen se situe aux alentours de 60° . Malgré la légère baisse d'angle moyen du dernier point, nous n'avons pas la certitude que cet angle continue à baisser si nous continuons à augmenter l'intensité du champ. Il serait donc intéressant d'exposer les dimères

à un champ magnétique vertical plus intense pour vérifier si nous obtenons ce qui est prédit par simulations [21]. Néanmoins, il est intéressant de remarquer que, lors des expériences, il est arrivé que les dimères se positionnent en face-à-face. Cette conformation était cependant fragile puisque les deux couples de dimères retournaient vers une conformation presque côte à côte à la moindre perturbation.

4.3 Sources d'erreurs

En premier lieu, en ce qui concerne les sources d'erreurs physiques, il est clair que la tension de surface joue un rôle prédominant, sachant qu'elle peut être modifiée par beaucoup de facteurs : impuretés, température, présence d'ions, etc.

En second lieu, du point de vue des erreurs techniques, nous pouvons citer la résolution de la caméra, les algorithmes utilisés pour détecter et ajuster les éléments permettant les différents calculs de distance et d'angle. En particulier, lors des prises d'images, il était parfois nécessaire d'élargir le cadre, diminuant ainsi la précision. De fait, il arrive que l'assemblage bouge légèrement lorsque le champ magnétique devient trop intense. Dans ce cas, la non-homogénéité locale du champ est plus fortement ressentie par l'assemblage, ce qui provoque l'apparition d'une force magnétique nette sur les dimères.

Chapitre 5

Dynamiques d'assemblages de dimères

Dans ce chapitre, nous explorons la dynamique de systèmes de dimères auto-assemblés plongés dans un champ magnétique oscillant dont nous avons fait varier la fréquence. Pour ce faire, nous avons procédé graduellement en complexité. Nous commençons notre étude par le cas d'un dimère, pour ensuite s'intéresser aux assemblages de deux et trois dimères.

Remarquons que ce chapitre n'a pour but que de fournir un terrain de base à de futures recherches sur le sujet. Notons aussi que nous limitons notre étude à des champs horizontaux oscillants. Pour cause, l'utilisation de champ magnétique horizontaux tournants ne pourrait pas permettre de nager. En effet, les dimères étant ferromagnétiques doux, ils suivent les champs tournants avec un léger déphasage. Leurs mouvements ne mènent donc pas à des translations de l'assemblage.

5.1 Procédure expérimentale

L'expérience, qui a été répétée pour chaque type d'assemblage, est la suivante : nous exposons les systèmes de dimères à un champ magnétique horizontal oscillant qui s'écrit

$$\vec{B}_{\text{osc}}(t) = B_x \sin(2\pi ft)\vec{e}_x, \quad (5.1)$$

où \vec{e}_x est le vecteur unitaire pointant dans la direction \vec{x} , $B_x = 10$ G est l'amplitude du champ oscillant et f sa fréquence. En modifiant cette fréquence, nous avons obtenu divers comportements. La gamme des fréquences parcourue lors de ce travail est du centième de Hertz à une dizaine de Hertz. Précisons qu'un champ magnétique vertical de $B_z = 48$ G est appliqué aux assemblages. Celui-ci a été choisi empiriquement et a pour but d'empêcher l'effondrement des assemblages sur eux-mêmes. Le champ magnétique total dans lequel est plongé l'assemblage peut alors s'écrire

$$\vec{B}(t) = \vec{B}_{\text{osc}}(t) + \vec{B}_z = B_x \sin(2\pi ft)\vec{e}_x + B_z\vec{e}_z, \quad (5.2)$$

où \vec{e}_z est le vecteur unitaire pointant dans la direction \vec{z} .

5.2 Dimère isolé

L'équation du mouvement d'un dimère plongé dans un champ magnétique oscillant est donnée par

$$I\ddot{\varphi}(t) = -\beta\dot{\varphi}(t) + \sum \vec{\tau}_{\text{ext}}(t) \cdot \vec{e}_z, \quad (5.3)$$

où $\varphi \in [0^\circ, 360^\circ]$ est l'angle entre le dimère et le champ oscillant \vec{B}_{osc} , I le moment d'inertie du dimère, β un coefficient de frottement visqueux et $\sum \vec{\tau}_{\text{ext}}(t) = -\vec{\mu} \times \vec{B}(t)$ est le moment de force extérieur, s'appliquant sur le moment magnétique $\vec{\mu}$ du dimère, provoqué par la présence du champ magnétique \vec{B} . Il s'agit, en réalité, de l'équation d'un dipôle plongé dans un champ magnétique oscillant.

Il est intéressant de calculer le rapport entre les facteurs I et β de l'équation (5.3). Ce rapport nous permet d'obtenir un temps caractéristique τ_c , et ainsi, une fréquence caractéristique de résonance f_c . En utilisant le théorème des axes parallèles et le fait qu'un dimère est formé à partir de deux sphères pleines, le moment d'inertie de notre système s'écrit

$$I = \frac{14}{5}MR^2, \quad (5.4)$$

où M est la masse d'une bille de rayon $R = 0.25$ mm. Ainsi, nous pouvons déterminer le temps caractéristique $\tau_c = I/\beta \approx 0.2$ s, en prenant $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, la viscosité cinématique de l'eau. Par conséquent, nous obtenons une fréquence caractéristique de résonance $f_c \approx 5$ Hz. Comme nous le verrons plus tard, cette fréquence apparaît plusieurs fois lors de l'étude d'assemblages de dimères.

Afin de faciliter la lecture des graphiques présentés dans la suite de cette section, la Fig. 5.1 illustre la manière dont est mesuré l'angle $\theta \in [-90^\circ, 90^\circ]$ entre le champ magnétique oscillant et le dimère. Remarquons que cet angle n'est pas exactement celui de l'équation (5.3), puisque ce dernier est défini tel que $\varphi \in [0^\circ, 360^\circ]$. L'angle θ est, en réalité, le repliement sur 180° de φ . Cette définition de θ sera aussi utilisée dans l'étude des assemblages de deux et trois dimères.

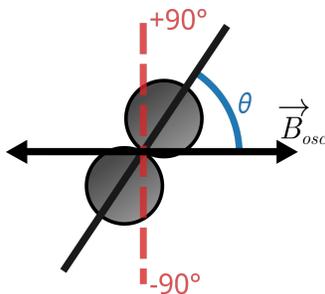


Figure 5.1 – Schéma représentant la manière dont est mesuré l'angle θ défini par l'axe du dimère et l'orientation du champ magnétique oscillant. Notons que les angles sont définis entre $[-90^\circ, 90^\circ]$ et sont donc non orientés. Ce choix permet de mettre en évidence les oscillations autour l'axe défini par le champ magnétique horizontal.

Lorsque la fréquence d'oscillation du champ magnétique \vec{B}_{osc} est de l'ordre de quelques centièmes de Hertz, nous observons une rotation de 180° du dimère. Cette rotation intervient lors du changement de signe du champ magnétique oscillant \vec{B}_{osc} . Ce changement de signe donne le sens de la rotation. Lorsque que B_{osc} est décroissant, le dimère tourne dans le sens trigonométrique. À l'opposé, si le champ est croissant, le dimère tourne dans le sens anti-trigonométrique. La Fig. 5.2a illustre ce type de régime pour une fréquence de 0.05 Hz. Les lignes rouges en pointillés représentent les angles de -90° et 90° et servent de guides pour marquer les rotations. Notons que dû au nombre limité d'images par seconde que nous pouvons obtenir à l'aide de la caméra, il est possible que ces rotations apparaissent, sur le graphique, en des points compris entre $\pm 75^\circ$ et $\pm 90^\circ$. Nous pouvons aussi remarquer qu'après la rotation de 180° , le mouvement est amorti par la viscosité de l'eau et l'alignement du moment magnétique avec le champ externe.

Si nous augmentons la fréquence du champ magnétique jusqu'à ce qu'elle soit comprise entre 0.1 Hz et 4 Hz, le dimère n'effectue plus de rotation de 180° . Il effectue alors des oscillations dans une seule direction. Ce comportement est illustré pour une fréquence de 0.1 Hz sur la Fig. 5.2b. Nous remarquons que les oscillations ont lieu à chaque changement de signe du champ magnétique. Puisque le dimère oscille toujours dans la même direction, sa fréquence d'oscillation est de deux fois celle du champ magnétique.

Si nous exposons un dimère à un champ oscillant de fréquence comprise entre 4 Hz et 6.5 Hz, il y a une certaine probabilité pour qu'il effectue des mouvements de rotation de 360° . En fait, lorsque le champ est enclenché, le dimère oscille et ne peut aligner son moment magnétique avec le sens du champ magnétique. Cependant, après un certain temps, il arrive que le dimère commence à tourner sur lui-même. Ce phénomène vient probablement d'une résonance entre la fréquence du champ et les fréquences propres du dimère. Ce régime de rotation est illustré pour une fréquence de 4.2 Hz, sur la Fig. 5.2c. Sur ce graphique, nous constatons bien l'oscillation initiale du dimère. Celle-ci voit son amplitude augmenter jusqu'à permettre la rotation du dimère. Cette rotation de 360° s'effectue à une fréquence égale à celle du champ magnétique. Remarquons que, sur le graphique, un pic à plus de 75° met en évidence une rotation de 180° . C'est pourquoi, lorsque nous voulons déterminer graphiquement la fréquence de rotation, il faut diviser le nombre de pics obtenus par seconde par deux. Nous pouvons aussi remarquer qu'aux alentours de 5 s, le dimère change abruptement de sens de rotation. Après cette période de rotation, le dimère se retrouve à nouveau dans un régime oscillatoire, même si quelques rotations ont lieu. Ces régimes de rotation et résonance peuvent apparaître pour la gamme de fréquences citées, mais leurs apparitions et durées ne peuvent être prédites. En effet, les dimères présentent des fréquences de résonances légèrement différentes puisque chacun d'eux est unique.

Lorsque nous continuons d'augmenter la fréquence du champ magnétique, le dimère n'arrive plus à effectuer des rotations. Il oscille alors simplement autour de l'axe défini par la direction du champ magnétique oscillant, comme illustré sur la Fig. 5.2d pour une fréquence de 8 Hz. L'amplitude de ces oscillations diminue avec la fréquence du champ et la fréquence d'oscillation du dimère est égale à celle du champ. Ainsi, une fois la dizaine de Hertz dépassée, cette amplitude devient négligeable et le dimère ne bouge plus, il ne parvient plus à suivre les oscillations du champ magnétique.

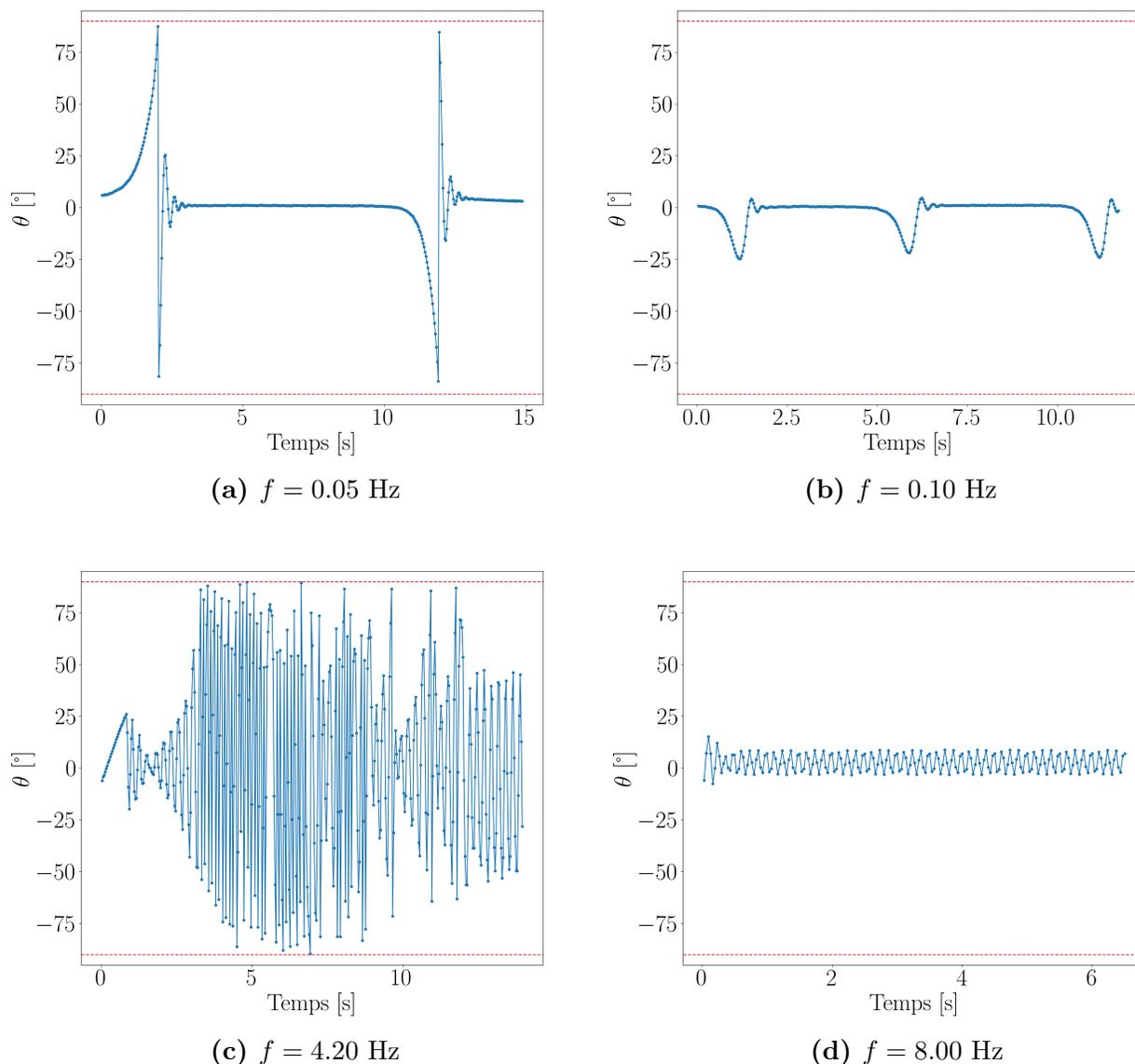


Figure 5.2 – Graphiques de l'évolution temporelle de l'angle θ d'un dimère plongé dans un champ magnétique oscillant. Les mesures ont été réalisées pour quatre fréquences d'oscillation f de ce champ. **(a)** Pour $f = 0.05$ Hz, nous remarquons très clairement un passage de 90° à -90° , indiquant une rotation de 180° du dimère. Le sens de cette rotation est donné par le changement de signe du champ magnétique. C'est pourquoi, une rotation apparaît chaque demi-période. Les légères oscillations après la rotation mettent en évidence un amortissement d'origine visqueuse et magnétique. **(b)** Pour $f = 0.1$ Hz, le dimère effectue une simple oscillation dans une direction avant de revenir à sa position d'équilibre. Cette oscillation survient deux fois par période du champ magnétique. **(c)** Pour $f = 4.2$ Hz, après quelques oscillations, le dimère tourne sur lui-même avec une fréquence égale à celle du champ. Cependant, il arrive que cette rotation s'arrête, change de sens ou que des mouvements oscillatoires apparaissent. **(d)** Pour $f = 8$ Hz, le dimère effectue de simples oscillations autour de sa position d'équilibre à une fréquence égale à celle du champ.

5.3 Deux dimères

L'étude d'un assemblage de deux dimères plongé dans un champ magnétique horizontal oscillant est beaucoup plus complexe que dans le cas d'un dimère isolé. En effet, l'interaction capillaire, provoquant le rapprochement des deux dimères, couple les deux oscillateurs magnétiques. Les équations du mouvement du système s'écrivent alors

$$\begin{cases} I\ddot{\varphi}_1(t) = -\beta\dot{\varphi}_1(t) + \sum \vec{\tau}_{\text{ext}}(t) \cdot \vec{e}_z + g_1(\varphi_1(t), \varphi_2(t)) \\ I\ddot{\varphi}_2(t) = -\beta\dot{\varphi}_2(t) + \sum \vec{\tau}_{\text{ext}}(t) \cdot \vec{e}_z + g_2(\varphi_1(t), \varphi_2(t)) \end{cases}, \quad (5.5)$$

où $\varphi_i \in [0^\circ, 360^\circ]$ ($i = 1, 2$) est l'angle entre le dimère i et le champ magnétique oscillant \vec{B}_{osc} , I le moment d'inertie d'un dimère, β un coefficient de frottement visqueux et $\sum \vec{\tau}_{\text{ext}}(t) = -\vec{\mu} \times \vec{B}(t)$ est le moment de force extérieur, s'appliquant sur le moment magnétique $\vec{\mu}$ du dimère i , provoqué par la présence du champ magnétique \vec{B} . Les fonctions g_1 et g_2 dépendent de l'orientation des deux dimères et du nombre magnétocapillaire. Le couplage permet l'apparition de nouveaux comportements qui seront détaillés dans la suite. Par exemple, nous avons pu remarquer la possibilité de faire nager l'assemblage lorsqu'un des deux dimères effectue des rotations.

Comme dans le cas d'un dimère isolé, un schéma illustrant la manière dont sont mesurés les angles $\theta_i \in [-90^\circ, 90^\circ]$ ($i = 1, 2$) entre les dimères et la direction du champ magnétique a été réalisé. Ce schéma est présenté sur la Fig. 5.3. Remarquons, une nouvelle fois, que ces angles θ_i sont les replis sur 180° des angles $\varphi_i \in [0^\circ, 360^\circ]$ ($i = 1, 2$).

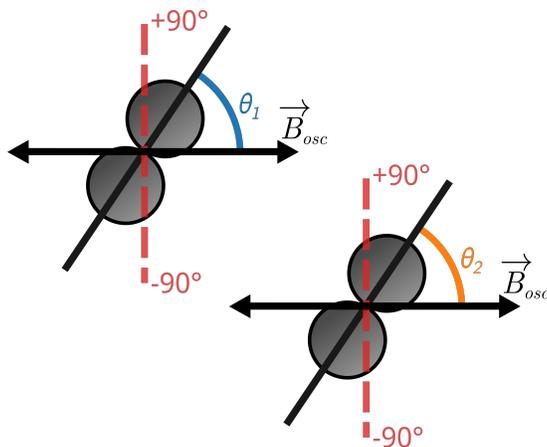


Figure 5.3 – Schéma représentant la manière dont les angles θ_1 et θ_2 sont mesurés. Il s'agit, en fait, des angles entre les axes définis par les dimères et la direction du champ magnétique oscillant. Notons que ces angles non orientés sont compris entre -90° et 90° . Ce choix permet de mettre en évidence les oscillations autour de l'axe défini par le champ magnétique horizontal.

Lorsque la fréquence d'oscillation du champ magnétique horizontal est très faible, de l'ordre de quelques centièmes de Hertz, il est possible d'observer la rotation d'un des deux dimères et celle de l'assemblage autour de son centre de masse.

Si on augmente légèrement la fréquence au dixième de Hertz, nous remarquons un comportement similaire au cas de 0.05 Hz pour un dimère isolé. En effet, comme le montre la Fig. 5.4a pour 0.12 Hz, chaque dimère effectue une rotation toutes les demi-périodes. Ces rotations sont, cette fois-ci, toujours effectuées dans le même sens. Le premier dimère tourne toujours dans le sens horloger alors que l'autre tourne dans l'autre sens. Ils sont contrarotatifs. Nous pouvons aussi remarquer un déphasage entre les deux dimères. Ce déphasage, qui n'est pas constant d'une oscillation à l'autre, peut s'expliquer par le couplage de l'assemblage. De fait, le champ B_z empêche les dimères de trop s'approcher l'un de l'autre. Afin d'éviter un rapprochement trop grand, il est nécessaire que leur mouvement respectif soit déphasés. Notons aussi que les petites oscillations sont moins vite amorties que dans le cas d'un dimère. Cela vient probablement du couplage entre les deux dimères. Les mouvements d'un dimère influencent l'autre par capillarité.

Lorsque la fréquence est comprise entre 1 Hz et 5 Hz, les dimères effectuent des petites oscillations autour de leur position d'équilibre. Sur la Fig. 5.4b, qui présente le comportement d'un dimère sous un champ de fréquence de 1 Hz, nous remarquons que les mouvements des deux dimères ne sont pas indépendants. En effet, le graphique met en évidence que les oscillations de grandes amplitudes se font en presque opposition de phase alors que certaines petites oscillations s'effectuent presque en concordance de phase. Cela met en évidence, une fois de plus, le couplage entre dimères. Ajoutons que l'amplitude des oscillations est différente pour chaque dimère. Si la fréquence est comprise entre 5 Hz et 8 Hz, chacun des dimères essaie de se mettre en rotation. Cependant, à cause du couplage de l'assemblage, il est impossible que les deux dimères tournent en même temps. Lorsqu'un dimère arrive à effectuer des rotations de 360° , comme c'est le cas sur la Fig. 5.4c pour 5.25 Hz, l'autre dimère effectue simplement des oscillations autour de sa position d'équilibre. La fréquence de cette rotation et cette oscillation suit celle du champ magnétique. Notons que, sur le graphique, un pic représente une rotation de 180° . Dans ce régime, nous pouvons observer de la nage, c'est-à-dire un mouvement net de l'assemblage dans une direction privilégiée. Pour une fréquence de 5.25 Hz, la vitesse de cette nage est de l'ordre de 0.7 mm.s^{-1} . Le nombre de Reynolds associé à cette nage est alors intermédiaire. En effet, si nous considérons que notre assemblage a une taille caractéristique de $2 \cdot 10^{-3} \text{ mm}$, une vitesse caractéristique de $0.5 \cdot 10^{-3} \text{ m.s}^{-1}$ et que la viscosité cinématique de l'eau égale à $10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$, nous obtenons $Re = 1$. Le régime de Reynolds est donc intermédiaire. La vitesse de nage augmente, bien entendu, avec la fréquence du champ magnétique. Le deuxième dimère, oscillant, pourrait servir de figure de proue à l'assemblage, indiquant sa direction. Cependant, après plusieurs répétitions de l'expérience, nous avons déterminé que la direction ne dépend pas uniquement de l'orientation de ce deuxième dimère. En effet, la direction du champ magnétique oscillant semble jouer un rôle crucial. Cependant, étant donné la durée limitée de ce travail, nous n'avons pas pu approfondir les recherches sur ce sujet.

Remarquons que l'apparition d'un dimère rotatif stable n'est pas toujours garanti. Comme dans le cas d'un dimère isolé, il arrive qu'un dimère de l'assemblage tourne pendant quelques secondes et change de sens ou s'arrête. Il est aussi important de rappeler que la fréquence dite

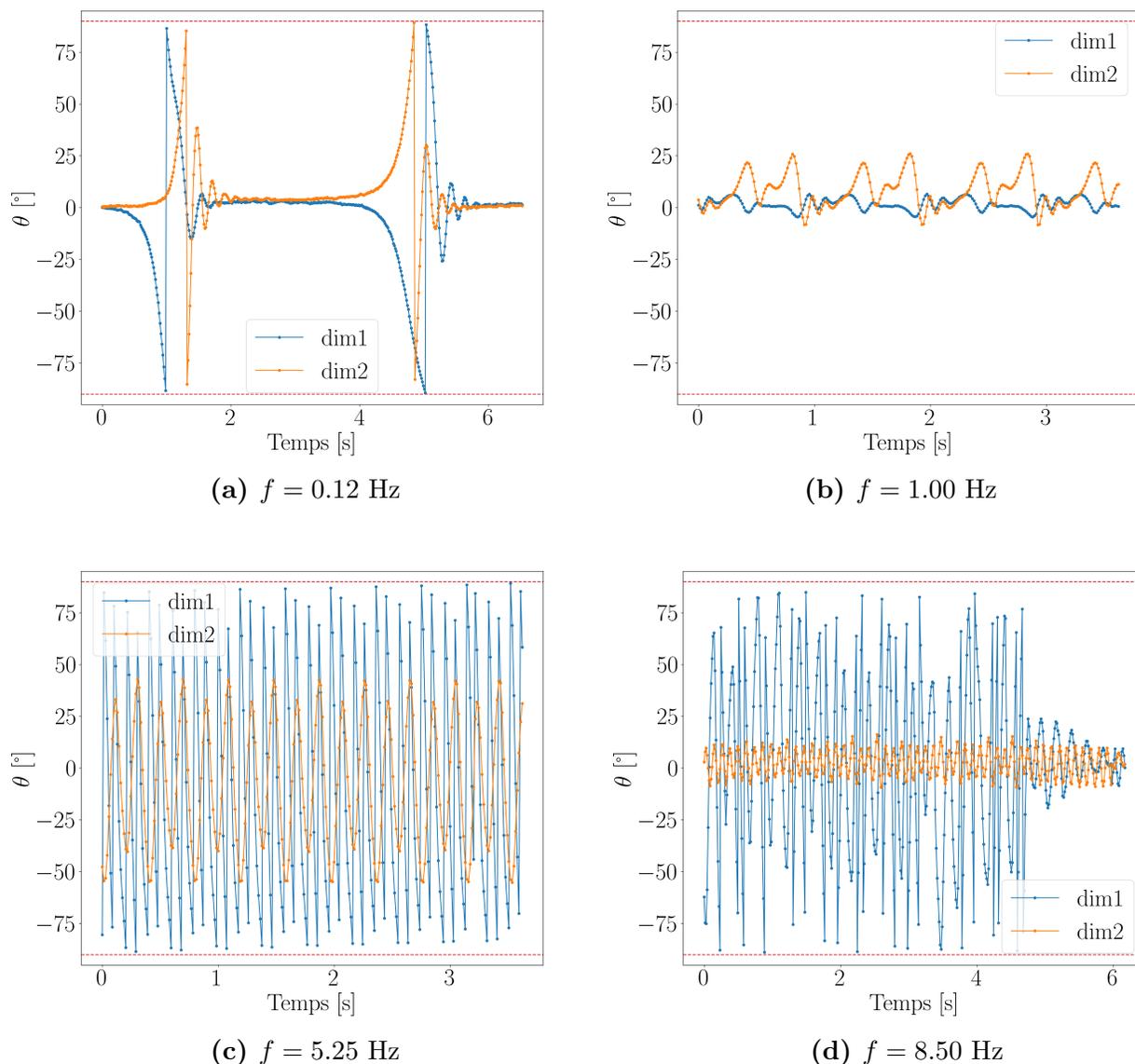


Figure 5.4 – Graphiques de l'évolution temporelle des angles θ_1 et θ_2 d'un assemblage de deux dimères plongés dans un champ magnétique oscillant. Les mesures ont été réalisées pour quatre fréquences d'oscillation f de ce champ. **(a)** Pour $f = 0.12$ Hz, les dimères effectuent des rotations de 180° toutes les demi-périodes. Chaque dimère tourne dans un sens qui lui est propre. Un déphasage, non constant d'une oscillation à une autre, est visible entre chaque dimère. **(b)** Pour $f = 1$ Hz, les deux dimères effectuent des oscillations avec des amplitudes différentes. Ces oscillations mettent en évidence le couplage entre les deux dimères. **(c)** Pour $f = 5.25$ Hz, un dimère effectue des rotations de 360° , alors que l'autre oscille autour de sa position d'équilibre. Étant donné que le sens de rotation du dimère reste le même, l'assemblage nage avec une vitesse de l'ordre de $0.7 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$. **(d)** Pour $f = 8.5$ Hz, un dimère effectue quelques rotations de 360° avant d'osciller. Le sens de la rotation varie et ne permet donc pas un mouvement net dans une direction. Le deuxième dimère effectue des oscillations autour de sa position d'équilibre.

de résonance change en fonction des dimères utilisés.

L'apparition de rotation d'un dimère n'est pas limitée à la gamme de fréquence citée plus haut. Il arrive que, pour des fréquences comprises entre 8 Hz et 10 Hz, un dimère se mette en rotation. Cependant, comme nous pouvons le remarquer sur la Fig. 5.4d, cette rotation est moins régulière que pour les fréquences « de nage ». De plus, l'amplitude de l'oscillation du deuxième dimère est beaucoup plus faible que dans le premier cas.

Au-delà de 10 Hz, les dimères oscillent autour de leur position d'équilibre. À l'instar du cas où un dimère isolé est étudié, l'amplitude de ses oscillations décroît avec la fréquence de champ magnétique horizontal.

5.4 Trois dimères

Si nous ajoutons un dimère au précédent assemblage, nous augmentons encore la complexité du système. En effet, le problème associé à notre expérience devient alors un problème de trois oscillateurs magnétiques couplés. Les équations du mouvement de ce système sont données par

$$\begin{cases} I\ddot{\varphi}_1(t) = -\beta\dot{\varphi}_1(t) + \sum \vec{\tau}_{\text{ext}}(t) \cdot \vec{e}_z + g_1(\varphi_1(t), \varphi_2(t), \varphi_3(t)) \\ I\ddot{\varphi}_2(t) = -\beta\dot{\varphi}_2(t) + \sum \vec{\tau}_{\text{ext}}(t) \cdot \vec{e}_z + g_2(\varphi_1(t), \varphi_2(t), \varphi_3(t)) , \\ I\ddot{\varphi}_3(t) = -\beta\dot{\varphi}_3(t) + \sum \vec{\tau}_{\text{ext}}(t) \cdot \vec{e}_z + g_3(\varphi_1(t), \varphi_2(t), \varphi_3(t)) \end{cases} \quad (5.6)$$

où $\varphi_i \in [0^\circ, 360^\circ]$ ($i = 1, 2$) est l'angle entre le dimère i et le champ magnétique oscillant \vec{B}_{osc} , I le moment d'inertie d'un dimère, β un coefficient de frottement visqueux et $\sum \vec{\tau}_{\text{ext}}(t) = -\vec{\mu} \times \vec{B}(t)$ est le moment de force extérieur, s'appliquant sur le moment magnétique $\vec{\mu}$ du dimère i , provoqué par la présence du champ magnétique \vec{B} . Les fonctions g_1 , g_2 et g_3 dépendent de l'orientation des trois dimères et du nombre magnétocapillaire.

De manière similaire aux cas qui précèdent, un schéma illustrant la manière dont sont mesurés les angles $\theta_i \in [-90^\circ, 90^\circ]$ ($i = 1, 2, 3$) entre les dimères et la direction du champ magnétique a été réalisé. Ce schéma est présenté sur la Fig. 5.5. Remarquons, une nouvelle fois, que ces angles θ_i sont les replis sur 180° des angles $\varphi_i \in [0^\circ, 360^\circ]$ ($i = 1, 2, 3$).

Lors d'un stage de bachelier [32], nous avons découvert qu'il était possible de faire nager, de deux manières, un assemblage de trois dimères collés. Soit deux dimères tournent de manière contrarotative et la nage se fait en expulsant de l'eau. Dans ce cas, le nombre de Reynolds associé à la nage est relativement élevé. Soit, un dimère tourne et dirige l'assemblage. Dans ce cas, le nombre de Reynolds est plus faible et nous nous trouvons dans un régime intermédiaire. Lors de ce travail, nous nous sommes demandés s'il était possible de reproduire ces deux types de nage en utilisant des dimères auto-assemblés.

Lorsque la fréquence d'oscillation du champ magnétique horizontal est de l'ordre de quelques centièmes de Hertz, nous remarquons un comportement similaire à ceux observés dans les

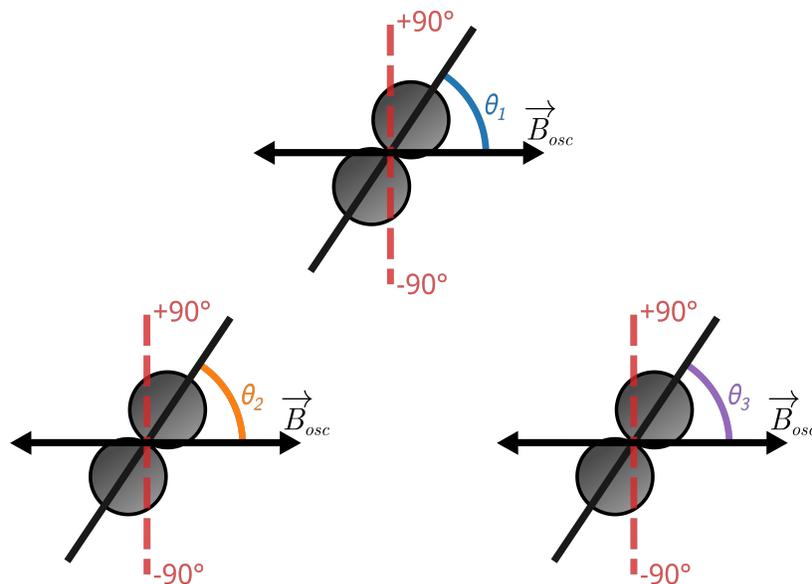


Figure 5.5 – Schéma représentant la manière dont les angles θ_1 , θ_2 et θ_3 sont mesurés. Il s’agit, en fait, des angles entre les axes définis par les dimères et la direction champ magnétique oscillant. Notons que ces angles non orientés sont compris entre -90° et 90° . Ce choix permet de mettre en évidence les oscillations autour l’axe définit par le champ magnétique horizontal.

sections 5.2 et 5.3. Comme nous pouvons le voir sur la Fig. 5.6a, présentant un couple de dimères sous un champ de fréquence 0.05 Hz, chaque dimère effectue une rotation toutes les demi-périodes. Le sens de rotation s’inverse à chaque changement de signe du champ magnétique. Un déphasage entre les dimères est toujours visible et il semble varier d’une rotation à l’autre.

Au fur et à mesure que nous atteignons des fréquences proches de 0.5 Hz, les rotations des trois dimères se font plus rares, jusqu’au moment où un seul dimère effectue une rotation. Cette rotation survient toujours de manière prévisible, à chaque changement de signe du champ oscillant. Cependant, le sens du demi-tour ne varie plus d’une oscillation à l’autre. Le cas pour $f = 0.25$ Hz est présenté sur la Fig. 5.6b. Sur ce graphique, nous constatons bien qu’un seul dimère effectue une rotation de 180° . Les deux autres dimères oscillent de manière particulière. Parfois, ils oscillent dans la même direction, parfois non. Le couplage est aussi fortement marqué par les grandes oscillations apparaissant après une rotation du premier dimère. Entre 0.5 Hz et 4.5 Hz, les dimères oscillent simplement avec des amplitudes différentes. Comme attendu, ces amplitudes diminuent avec la fréquence du champ magnétique.

Lorsque le champ magnétique oscille à une fréquence comprise entre 4.5 Hz et 10 Hz, un dimère peut se mettre en rotation. Cependant, contrairement au cas à deux dimères, cette rotation ne perdure presque jamais dans le temps. Le dimère a tendance à osciller ou changer de sens de rotation. Ce genre de rotations n’est pas propice à la nage, qui nécessite un mouvement constant. Malgré ces difficultés, dans de très rares occasions, nous avons constaté une brève nage de l’assemblage. Un exemple de ce genre de comportement chaotique est illustré sur la Fig. 5.6c pour 5.5 Hz. Remarquons que l’amplitude de ces oscillations change au cours du temps, montrant que notre système est bel et bien couplé. C’est-à-dire que le mouvement de

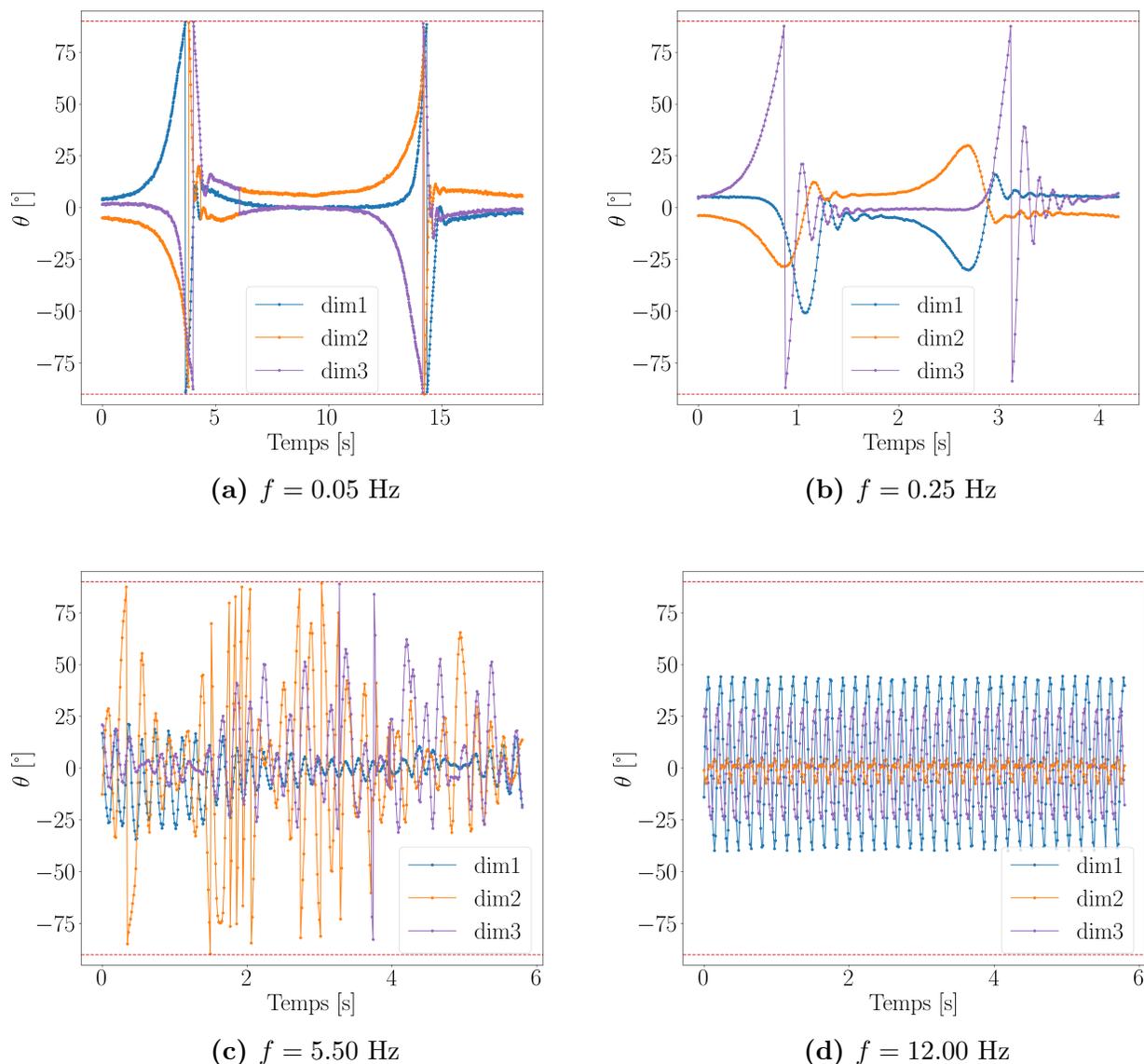


Figure 5.6 – Graphiques de l'évolution temporelle des angles θ_1 , θ_2 et θ_3 d'un assemblage de trois dimères plongés dans un champ magnétique oscillant. Les mesures ont été réalisées pour quatre fréquences d'oscillation f du champ magnétique horizontal. **(a)** Pour $f = 0.05$ Hz, chaque dimère effectue une rotation de 180° chaque demi-période du champ magnétique. Le sens des rotations est inversé à chaque demi-période. Le déphasage entre chaque dimère n'est pas constant d'une rotation à l'autre. **(b)** Pour $f = 0.25$ Hz, deux dimères oscillent avec des amplitudes et directions variables. Le dernier dimère effectue des rotations de 180° . Le sens de celles-ci est constant. Les petites oscillations mettent en évidence l'influence de chaque dimère sur les autres. **(c)** Pour $f = 5.50$ Hz, il arrive qu'un ou deux dimères effectuent des rotations de 180° et 360° alors que les autres oscillent avec des amplitudes variables. Ces oscillations ne durent pas dans le temps et apparaissent de façon non régulière. **(d)** Pour $f = 12$ Hz, les trois dimères oscillent avec des amplitudes différentes. La fréquence de ces oscillations est égale à la moitié de celle du champ magnétique.

chaque dimère est influencée par le mouvement des autres.

Pour des fréquences supérieures à 10 Hz, les trois dimères oscillent simplement autour de leur position d'équilibre avec des amplitudes différentes.

De manière générale, il est important de remarquer que nous n'avons pas pu, de manière durable, observer de nage avec deux dimères contrarotatifs. De plus, la nage avec un dimère effectuant des rotations a été observée mais n'est pas stable dans le temps.

5.5 Remarques complémentaires

Au cours de l'expérience, d'autres paramètres du champ magnétique que la fréquence peuvent être modifiés dans le but d'explorer les comportements d'assemblages de dimères. Pour des raisons de temps, ces explorations n'ont pas pu être longues et nous avons décidé de n'en parler que très brièvement.

Dans un premier temps, nous avons fait varier l'amplitude B_z du champ magnétique vertical. Cela a pour effet de modifier la distance entre dimères, comme expliqué dans le Chapitre 4. En modifiant cette distance, nous modifions l'interaction magnétocapillaire entre dimères et donc le couplage de ceux-ci. En modifiant la force du couplage, certains régimes apparaissent à des fréquences légèrement différentes. En résumé, modifier l'amplitude du champ magnétique vertical modifie les frontières des régimes observés.

Ajoutons que la présence du champ magnétique vertical modifie le problème d'un simple moment magnétique dans un champ oscillant. En effet, une composante selon \vec{z} est ajoutée au moment magnétique. Le problème n'est donc plus plan.

De plus, lors des expériences, nous avons remarqué que l'amplitude B_x du champ magnétique oscillant joue un rôle très important. Celui-ci intervenant dans l'équation (5.3), cela n'a rien de surprenant. Nous n'avons hélas pas pu mener de plus longues investigations concernant ce paramètre.

Ensuite, nous avons émis l'hypothèse qu'un léger et bref *offset* horizontal pourrait aider les dimères à se mettre en rotation dans les régimes de nage. Cependant, après quelques brèves expérimentations, nous avons constaté que cet *offset*, même s'il est très petit, a tendance à forcer une orientation des dimères, empêchant ainsi les rotations. De plus, le code utilisé pour contrôler les bobines ne permet pas d'appliquer un champ avec *offset* pendant des temps très courts. Il serait donc intéressant d'approfondir ces expérimentations en modifiant le code afin de pouvoir enquêter sur les *offset* plus brefs.

Pour terminer, nous avons réalisé un schéma résumant les zones de comportements observées pour les différents assemblages composés de N dimères ($N = 1, 2, 3$). Ce schéma est présenté sur la Fig. 5.7a. Chaque couleur correspond à un nombre de dimères particulier effectuant une rotation de 180° ou plus. Les frontières entre chaque zone sont représentées en dégradé afin de souligner l'influence du champ B_z sur les régimes observés. Comme spécifié ci-dessus, ce champ a pour effet de modifier les bornes des différents régimes. Un autre schéma, présenté sur la Fig. 5.7b, montre quelles sont les fréquences d'oscillation du champ magnétique horizontal

permettant la nage ou pas. Les zones en orange sont celles où il est impossible de faire nager l'assemblage composé de N dimères ($N = 1, 2, 3$). Les zones en bleu correspondent aux zones où la nage est possible. Le dégradé indique une diminution de la probabilité d'obtenir de la nage. Notons qu'il est impossible pour un dimère isolé de nager au vu du *théorème de la coquille Saint-Jacques* [8].

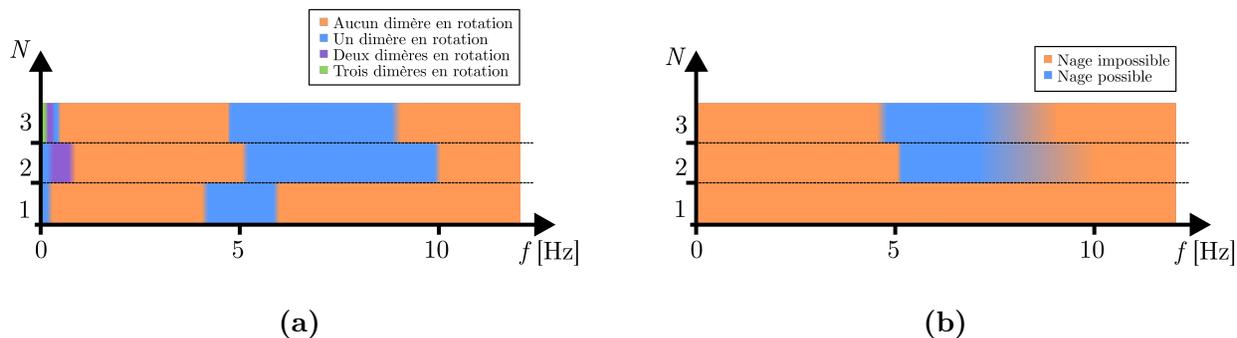


Figure 5.7 – (a) Schéma résumant les zones de comportements observées pour les différents assemblages composés de N dimères ($N = 1, 2, 3$). Chaque couleur correspond à un nombre de dimères particulier effectuant une rotation de 180° ou plus. Les frontières entre chaque zone sont représentées en dégradé afin de souligner l'influence du champ magnétique vertical sur les régimes observés. (b) Schéma résumant quelles sont les fréquences d'oscillation du champ magnétique horizontal permettant de faire nager un assemblage de N dimères ($N = 1, 2, 3$) ou pas. Les zones en orange sont les zones où la nage est impossible. Les zones en bleu sont celles où la nage est possible. Le dégradé indique la diminution de la probabilité d'obtenir une nage. Il est impossible pour un dimère isolé de nager au vu du *théorème de la coquille Saint-Jacques* [8].

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

6.1 Conclusion

Le but de ce travail était de fabriquer et de proposer une première étude de systèmes auto-assemblés de particules anisotropes. À cette fin, nous avons utilisé des dimères : assemblages de deux billes ferromagnétiques douces de 500 μm de diamètre. Deux techniques de fabrication ont été utilisées : le collage et l'auto-assemblage. Ces deux méthodes ont été analysées et comparées en étudiant les interdistances d'un assemblage de deux dimères et les angles relatifs entre ceux-ci. Cet assemblage est réalisé en plongeant les dimères dans un champ magnétique vertical d'intensité modifiable à l'aide d'un amplificateur. En étudiant les conformations adoptées pour différentes intensités du champ magnétique, nous avons remarqué que l'auto-assemblage est une bonne solution pour la fabrication de dimères. En effet, l'auto-assemblage nous permet d'obtenir des particules plus semblables, ce qui est important pour la reproductibilité des expériences. Malgré cette amélioration, nous avons constaté que les conformations adoptées par un assemblage de deux dimères restaient relativement éloignées de celles prédites par les simulations numériques effectuées par Delens en 2020 [21]. Cette divergence de résultats a partiellement été expliquée par le fait que deux dimères, même identiques, ne possède pas toujours la même ligne de contact. Un protocole ayant pour but d'homogénéiser cette ligne a été établi. Il consiste en l'utilisation de champs magnétiques horizontaux tournants. Le front d'onde générée par la rotation des dimères permet d'uniformiser leurs lignes de contact. Les résultats obtenus montrent une légère amélioration au niveau de la reproductibilité. De plus, la conformation *côte à côte* décrite par Delens [21] a été obtenue. La seconde, *face à face*, devrait pouvoir être atteinte en utilisant des champs magnétiques verticaux plus intenses, de l'ordre de la centaine de Gauss.

Ensuite, nous avons exposé des assemblages composés d'un, deux puis trois dimères sous un champ magnétique horizontal oscillant. En variant la fréquence de ce champ, nous avons pu observer divers comportements. Ceux-ci sont décrits ci-dessous.

Pour un seul dimère, nous avons remarqué que le dimère effectue des rotations de 180° pour des fréquences de quelques centièmes de Hertz. Ces rotations ont lieu lorsque le champ magnétique oscillant change de signe. Le sens de la rotation est donné par la monotonie du champ oscillant à l'instant du changement de signe. Lorsque la fréquence est comprise entre 0.1 Hz et 4 Hz, le dimère effectue des oscillations. Pour des fréquences supérieures, comprises

entre 4 Hz et 6.5 Hz, nous avons pu observer un phénomène de résonance et le dimère effectue alors des rotations de 360° de même fréquence que celle du champ. Nous avons aussi remarqué que cette fréquence de résonance change d'un dimère à l'autre. Cela, vient notamment du fait qu'aucun dimère n'est réellement identique à un autre. Lorsque nous dépassons cette gamme de fréquence dite *de résonance*, le dimère effectue des oscillations autour de sa position d'équilibre avec une amplitude diminuant avec la fréquence du champ.

Lorsque nous avons ajouté un dimère au système initial, nous avons retrouvé un système complexe, similaire à celui de deux dipôles couplés plongés dans un champ magnétique oscillant. Nous avons observé, pour des fréquences de l'ordre du dixième de Hertz que les deux dimères effectuent des rotations de 180° toutes les demi-périodes. Lorsque les fréquences sont comprises entre 1 Hz et 5 Hz, les dimères effectuent des oscillations d'amplitudes différentes. Si la fréquence du champ magnétique est comprise entre 5 Hz et 8 Hz, un des deux dimères peut effectuer des rotations de 360° . Celles-ci donnent lieu, dans certaines conditions, à l'apparition de nage. Cette vitesse de nage augmente avec la fréquence du champ et est de l'ordre de 0.7 mm.s^{-1} pour une fréquence de 5.25 Hz. Cette nage est alors effectuée à un nombre de Reynolds intermédiaire. Lorsque nous augmentons encore la fréquence du champ magnétique, la probabilité d'obtenir une nage diminue très fortement, car le dimère rotatif à alors du mal à garder un mouvement de rotation constant. Pour des fréquences supérieures à 10 Hz, les dimères effectuent des oscillations dont l'amplitude diminue avec la fréquence.

Si nous ajoutons un dimère supplémentaire à l'assemblage précédent, des comportements similaires au cas de deux dimères sont observés. Pour des fréquences de l'ordre du centième de Hertz, les trois dimères effectuent des rotations de 180° toutes les demi-périodes. Au fur et à mesure que la fréquence du champ augmente, de moins en moins de dimères effectuent ces rotations. Au-delà d'une certaine valeur, ceux-ci ne font plus qu'osciller avec une amplitude diminuant avec la fréquence. Lorsque le champ oscille à une fréquence comprise entre 4.5 Hz et 10 Hz, un dimère peut effectuer des rotations, mais le sens de celles-ci changeant très régulièrement, aucune nage ne peut y être associée. Au-dessus de 10 Hz, les dimères oscillent avec une amplitude diminuant avec la fréquence.

Enfin, nous avons réussi à élaborer un protocole expérimental permettant de faciliter la fabrication des dimères et d'en améliorer la reproductibilité. De plus, la nage d'un assemblage de deux dimères a été plusieurs fois observée. Cette nage s'effectue à des vitesses de l'ordre du demi millimètre par seconde et peut-être augmentée en modifiant la fréquence du champ horizontal.

6.2 Perspectives

De nombreuses perspectives à ce travail peuvent être envisagées sur le moyen et long terme. Il était maintenant possible de faire nager un assemblage de deux dimères à un nombre de Reynolds intermédiaire, régime où les descriptions analytiques sont très complexes. Cependant, nous n'avons pas pu déterminer une manière de rendre cette nage directionnelle. L'utilisation de bref champ magnétique pourrait être envisagée à cette fin et nécessiterait de plus amples recherches. Il serait également intéressant d'explorer l'influence des autres paramètres comme

l'amplitude du champ horizontal oscillant ou la taille des billes composant les dimères, pour trouver une zone de résonance mieux définie.

Ajoutons que, malgré l'amélioration apportée par le protocole développé dans la Sous-section 4.2.1, il serait intéressant d'étudier en profondeur la ligne de contact d'un dimère. Cette information nous permettrait de mieux comprendre les interactions entre dimères, que ce soit pour des assemblages statiques ou dynamiques. Ainsi, nous pourrions plus facilement ajuster nos paramètres.

Une étude plus approfondie sur les assemblages des trois dimères pourrait aussi être effectuée. En effet, nous n'avons pas pu observer de nage durable, mais elle est possible. Cette nage s'effectue à haut nombre de Reynolds. Ceci nous laisse penser qu'il pourrait être possible d'observer des nages complexes à différents nombres de Reynolds, en utilisant différents assemblages de dimères.

Finalement, des systèmes semblables aux assemblages de dimères pourraient être imaginés pour obtenir des fonctions telles que le transport de substances sur une interface. Par exemple, lors de la nage de deux dimères, nous observons que l'un d'entre eux ne fait qu'osciller. Nous pourrions remplacer ce dernier par une particule et, moyennant le possible contrôle de la direction du mouvement, amener cette particule à un endroit précis.

Bibliographie

- [1] G. M. Whitesides et B. Grzybowski, *Self-Assembly at All Scales*, Science **295**, 2418 (2002).
- [2] D. Vella et L. Mahadevan, *The “Cheerios effect”*, American Journal of Physics **73**, 817 (2005).
- [3] R. Syms, E. Yeatman, V. Bright, et G. Whitesides, *Surface tension-powered self-assembly of microstructures - The state-of-the-art*, Journal of Microelectromechanical Systems **12**, 387 (2003).
- [4] G. Grosjean, M. Hubert, G. Lagubeau, et N. Vandewalle, *Realization of the Najafi-Golestanian microswimmer*, Phys. Rev. E **94**, 021101 (2016).
- [5] N. Vandewalle et al., *Symmetry breaking in a few-body system with magnetocapillary interactions*, Physical Review E **85**, 041402 (2012).
- [6] G. Lumay, N. Obara, F. Weyer, et N. Vandewalle, *Self-assembled magnetocapillary swimmers*, Soft Matter **9**, 2420 (2013).
- [7] G. Grosjean et al., *Remote control of self-assembled microswimmers*, Scientific Reports **5**, 16035 (2015).
- [8] E. M. Purcell, *Life at low Reynolds number*, American Journal of Physics **45**, 3 (1977).
- [9] G. Grosjean, *Magnetocapillary Self-Assemblies : Interfacial Locomotion at Low Reynolds Number*, Thèse de doctorat, Université de Liège, 2018.
- [10] G. Grosjean, *Nageurs magnétocapillaires auto-assemblés*, Mémoire de fin d'études, Université de Liège, 2014.
- [11] G. Grosjean, M. Hubert, et N. Vandewalle, *Magnetocapillary self-assemblies : Locomotion and micromanipulation along a liquid interface*, Advances in Colloid and Interface Science **255**, 84 (2018).
- [12] P. A. Kralchevsky et K. Nagayama, *Capillary forces between colloidal particles*, Langmuir **10**, 23–36 (1994).
- [13] P. A. Kralchevsky et K. Nagayama, *Capillary interactions between particles bound to interfaces, liquid films and biomembranes*, Advances in Colloid and Interface Science **85**, 145 (2000).
- [14] V. Paunov, P. Kralchevsky, N. Denkov, et K. Nagayama, *Lateral Capillary Forces between Floating Submillimeter Particles*, Journal of Colloid and Interface Science **157**, 100 (1993).

- [15] K. D. Danov, P. A. Kralchevsky, B. N. Naydenov, et G. Brenn, *Interactions between particles with an undulated contact line at a fluid interface : Capillary multipoles of arbitrary order*, Journal of Colloid and Interface Science **287**, 121 (2005).
- [16] J. C. Loudet et B. Pouligny, *Self-assembled capillary arrows*, EPL (Europhysics Letters) **85**, 28003 (2009).
- [17] M. Poty, G. Lumay, et N. Vandewalle, *Customizing mesoscale self-assembly with three-dimensional printing*, New Journal of Physics **16**, 023013 (2014).
- [18] J. Metzmacher, M. Poty, G. Lumay, et N. Vandewalle, *Self-assembly of smart mesoscopic objects*, The European Physical Journal E **40**, 108 (2017).
- [19] Y. Collard, G. Grosjean, et N. Vandewalle, *Magnetically powered metachronal waves induce locomotion in self-assemblies*, Communications Physics **3**, 112 (2020).
- [20] J. A. Pelesko, *Self assembly : the science of things that put themselves together*, Taylor & Francis, Boca Raton, 2007.
- [21] M. Delens, *Simulation numériques de l'auto-assemblage de particules anisotropes : interactions capillaires et magnéto-capillaires*, Mémoire de fin d'études, Université de Liège, 2020.
- [22] D. J. Griffiths, *Introduction to electrodynamics*, Pearson custom library, Pearson, Harlow, Essex, 4. ed., new internat. ed edition, 2014.
- [23] J. Schockmel, *Self-organization of a monolayer of magnetized beads*, Thèse de doctorat, Université de Liège, 2019.
- [24] E. Guyon, J.-P. Hulin, et L. Petit, *Hydrodynamique physique*, Cnrs editions edition, 2011.
- [25] T. Ishikawa, *Suspension biomechanics of swimming microbes*, Journal of The Royal Society Interface **6**, 815 (2009).
- [26] T. Dombrowski et D. Klotsa, *Kinematics of a simple reciprocal model swimmer at intermediate Reynolds numbers*, Phys. Rev. Fluids **5**, 063103 (2020).
- [27] D. Klotsa, M. R. Swift, R. M. Bowley, et P. J. King, *Interaction of spheres in oscillatory fluid flows*, Phys. Rev. E **76**, 056314 (2007).
- [28] D. Klotsa, K. A. Baldwin, R. J. A. Hill, R. M. Bowley, et M. R. Swift, *Propulsion of a Two-Sphere Swimmer*, Phys. Rev. Lett. **115**, 248102 (2015).
- [29] M. Hubert, *Cooperative dynamics and self-propulsion of active matter at interfaces*, Thèse de doctorat, Université de Liège, 2018.
- [30] Y. Collard, *Magnétomyriapodes : étude de nageurs biomimétiques*, Mémoire de fin d'études, Université de Liège, 2018.
- [31] C. André, *Stable configurations of a dimer couple under a magnetic field*, Rapport de stage, Université de Liège, 2020.
- [32] C. André, L. Remy, et A. Korostovskaya, *Trio de dimères*, Rapport de stage, Université de Liège, 2019.