

Cils artificiels: modèle physique pour la propulsion ciliée

Avin Babataheri

▶ **To cite this version:**

Avin Babataheri. Cils artificiels: modèle physique pour la propulsion ciliée. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Paris 6, 2009. Français. NNT : . pastel-00566532

HAL Id: pastel-00566532
https://pastel.hal.science/pastel-00566532

Submitted on 16 Feb 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Table des matières

1 Introduction **3**

1.1 Propulsion ciliée aux petits nombres de Reynolds 3

1.1.1 Modes de propulsion cilieé 4

1.1.2 Cils et flagelles : définition et structure interne 5

1.2 Assemblée de cils 8

1.3 Modèles physiques de la nage aux petits nombre de Reynolds . 11

1.3.1 Nageurs stokesiens artificiels expérimentaux 13

1.3.2 Nageurs stokesiens virtuels 17

1.3.3 Mécanismes impliqués dans la propulsion ciliée 18

1.4 Tapis de filaments magnétiques ancrés en réseau 20

1.4.1 Les avantages du système proposé 21

1.4.2 Les objectifs de notre étude 21

2 Fabrication et propriétés des chaînes magnétiques **23**

2.1 Système expérimental : propriétés des colloïdes magnétiques . 23

2.1.1 Particules magnétiques 23

2.1.2 Propriétés magnétiques 24

2.1.3 Stabilité colloïdale 25

2.1.4 Auto-organisation des particules magnétiques 27

2.2 Assemblage irréversible de colloïdes magnétiques : objets unidimensionnels 33

2.2.1 Assemblage des colloïdes -Etat de l'art 33

2.2.2 L'effet du PAA sur la stabilité colloïdale 35

2.3 Comportement d'un filament sous champ magnétique 36

2.3.1 Dynamique des filaments magnétiques 36

2.3.2 Mise en mouvement du filament par le champ magnétique 40

2.4 Réalisation, observation et actuation des filaments magnétiques 40

2.4.1 Microscope 41

2.4.2 Champ magnétique 3D, génération 42

3 Cinématique d'un fleximag **47**
3.1 Obtenir un fleximag ancré, isolé : principes et protocole expérimental 48
3.1.1 Observation : reconstruction 3D à partir de la projection 52
3.1.2 Mesure de la flexibilité 53
3.2 Battement planaire symétrique 54
3.2.1 Description du champ magnétique 55
3.2.2 Analyse de la forme de filament 56
3.2.3 Résultats et discussion 58
3.3 Battement planaire asymétrique 66
3.3.1 Description du champ magnétique 66
3.3.2 Résultats et discussion 66
3.4 Rotation d'un fleximag autour d'un axe vertical 70
3.4.1 Description du champ magnétique 71
3.5 Rotation asymétrique 79
3.5.1 description du champ magnétique 79

4 Dynamique d'un fleximag **87**
4.1 Calcul de vitesses 87
4.2 Force induite par un fleximag ancré 89
4.3 Flux induit par le mouvement asymétrique 95
4.3.1 PIV par des billes de polystyrène 95
4.3.2 Résultats 98

5 Conclusion générale **103**

Chapitre 1

Introduction

1.1 Propulsion ciliée aux petits nombres de Reynolds

Le déplacement d'un organisme vivant dans un fluide (l'air ou l'eau) crée un mouvement relatif entre son corps et le fluide. Ce mouvement est décrit d'une manière générale par l'équation de Navier-Stokes :

$$\rho(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u}.\nabla \mathbf{u}) = -\nabla p + \eta \Delta \mathbf{u} + \mathbf{f} \tag{1.1}$$

reliant le champ de vitesse à la pression p et aux forces appliquées f. Le type d'écoulement autour de l'organisme change en fonction de l'échelle géométrique, de la vitesse de l'écoulement et de la viscosité du milieu.

Un nombre sans dimension, le nombre de Reynolds, détermine le rapport entre les forces inertielles et les forces visqueuses, et évalue l'importance relative des deux mécanismes de convection et de diffusion de la quantité de mouvement au sein du système. Il s'écrit :

$$R_e = \frac{\rho L U}{\eta} \tag{1.2}$$

où U est une vitesse représentative de l'écoulement, et L une échelle de la longueur. ρ et η sont la masse volumique et la viscosité dynamique du fluide.

Lorsque le nombre de Reynolds est très petit devant l'unité, la diffusion est seule responsable du transport de la quantité de mouvement. L'inertie ne joue aucun rôle et l'écoulement est gouverné par la viscosité.

L'équation hydrodynamique de Navier-Stokes devient l'équation de Stokes, où tous les termes proportionnels à la masse volumique sont négligés :

$$\eta \Delta \mathbf{u} = \nabla p \tag{1.3}$$

L'équation de Stokes, exprime une relation linéaire entre la vitesse locale du fluide et les contraintes. Une des conséquences de cette linéarité « locale »est que la force totale $\overrightarrow{F}$ exercée sur un corps solide varie linéairement avec sa vitesse $\overrightarrow{U}$:

$$\overrightarrow{F} = R\overrightarrow{U} \tag{1.4}$$

où R est une matrice de résistance. Si la vitesse change de signe, la force elle aussi change de signe. Cette linéarité a également une conséquence cruciale sur les modes de propulsion : Dans le cas d'un nageur qui exécute des mouvements périodiques, la force propulsive moyenne est donnée par l'intégrale des forces sur la durée d'un cycle. Si ce cycle est réversible dans le temps, la force moyenne est nulle et il n'y pas de propulsion possible.

Une autre conséquence est qu'un nageur possédant un seul degré de liberté ne peut se propulser à petit nombre de Reynolds.

Dans un article pédagogique *Purcell, 1976* [40], a énoncé ce fait sous le nom du « théorème de la coquille Saint Jacques ». La coquille Saint Jacques nage à grand nombre de Reynolds en combinant deux mouvements. Elle ouvre doucement sa coquille, puis elle la ferme brusquement produisant un jet d'eau qui la propulse. Cette nage serait totalement inefficace à bas nombre de Reynolds, puisque les trajets parcourus lors de l'aller et du retour sont identiques. La coquille reculerait pendant le mouvement de retour de la distance sur laquelle elle aurait avancé lors du mouvement aller.

Les micro-organismes vivants ont des taille variant de quelques microns pour les bactéries à une centaine de microns pour une paramécie et leurs vitesses de déplacement sont inférieurs au mm/s. Ainsi leur propulsion s'effectue à petit nombre de Reynolds et pour être efficaces leurs mouvements de nage ne doivent pas être réversibles dans le temps.

1.1.1 Modes de propulsion cilieé

La nature utilise fréquemment des structures filiformes et flexibles, pour créer un écoulement ou permettre à un micro-organisme de se déplacer aux bas nombres de Reynolds. Ces appendices sont appelés cils ou flagelles selon leur structure interne et leur longueur et ont des mouvements cycliques tri ou bi-dimensionels.

Dans la suite nous allons voir des exemples de trois mécanismes utilisés par les micro-organismes vivants pour briser la symétrie de leur mouvement.

Le premier exemple, qui est l'un des plus connu, est le spermatozoïde. Il possède un flagelle à sa membrane qui exécute un mouvement planaire. Une onde de déformation se propage au long de flagelle et induit la propulsion dans le sens inverse de propagation de l'onde (fig.1.1). Dans le cas de cet exemple c'est la nature prorogative de l'onde de déformation qui brise la symétrie.

Le deuxième exemple, la bactérie *E.Coli* dont la propulsion a été beaucoup étudiée, utilise des flagelles hélicoïdaux qui ont un mouvement rotatif. Dans ce cas c'est l'hélicité du flagelle qui permet de rompre la symétrie [1].

Ces deux premiers exemples ne font pas intervenir de mouvement alternatif du cil, comme c'est le cas de *Chlamydomonas* une algue verte qui possède deux cils. Elle effectue un mouvement très semblable à la brasse. La phase aller est un mouvement de grande amplitude. Dans la phase retour, les deux cils sont très proches du corps de l'algue. la différence de cinématique des deux phases conduit à une force propulsive non nulle.

1.1.2 Cils et flagelles : définition et structure interne

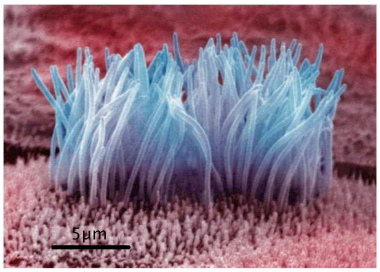
Il faut distinguer les flagelles bactériens qui sont des organes purement passifs, actionnés par un moteur rotatif à leur base et les cils des cellules eucaryotes actionnés par des moteurs moléculaires internes repartis le long du cil. Les cils et flagelles peuvent être motiles ou non. Les cils non motiles, par exemple les cils rénaux (fig.1.1) ont un rôle de détection de signaux. Les cils et les flagelles motiles, qui nous intéressent ici, peuvent servir à la propulsion (flagelles bactériens, de spermatozoïde ou cils de paramécie) ou à mettre en mouvement des fluides (les bronchioles ou les cils nodaux(fig.1.4)).

Le squelette du cil est constitué d'une structure flexible cylindrique nommée axonème. Sur la figure 1.3 (A) une coupe longitudinale effectuée à la base des deux cils de *Chlamydomonas* montre la structure interne du cil et son ancrage dans la membrane. Sur la même figure une coupe transverse au niveau du cil illustre la structure classique de l'axonème(B). On y distingue les différents constituants de l'axonème.

1. Il existe un moteur à la base de chaque flagelle ancré dans la membrane d'*E.Coli*. Lorsque les moteurs de ces flagelles tournent tous le même sens, les flagelles se mettent en « faisceau », ce mouvement qui propulse le micro-organisme est appelé « run », lorsque ces moteurs tournent dans le sens opposé, le « faisceau »de flagelles se défait et la bactérie s'arrête. Cet arrêt est appelé « tumble », la combinaison de ces mouvement fait que *E.Coli* a un déplacement du type marche au hasard.



(a) Spermatozoïde

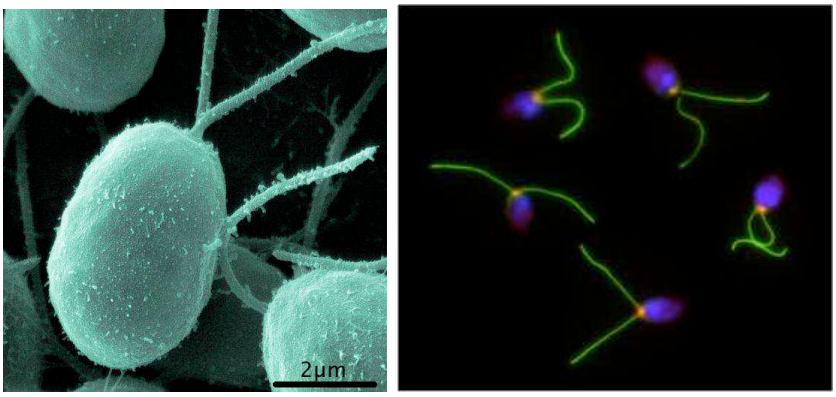


(b) Cils du poumon



(c) Cils rénaux

FIGURE 1.1 – (a). Spermatozoïde d'oursin de mer. Figure extraite de [8]. (b). Les cils du poumons (bronchioles) évacuent le mucus par leur battement continu (Image prise au microscope électronique $http://remf.dartmouth.edu/images/mammalianLung/$).(c). Les cils non-motiles présents sur les cellules rénales ont un rôle d'antenne, ils détectent le flux au voisinage. A ce rôle d'antenne mécanique s'ajoute la détection des signaux chimiques intercellulaires. Figure extraite de [44]



(a) *Chlamydomonas* (b) La nage de *Chlamydomonas*

FIGURE 1.2 – *Chlamydomonas* dont le corps mesure 2 μm possède deux cils, le mouvement de ces cils différent à l'aller et au retour lui permet d'avancer. Elle est également capable de fuir un milieu hostile en mettant ces flagelles en « faisceau »et en les agitant à la manière d'un spermatozoïde. Images extraites de (*http* : *//remf.dartmouth.edu/images/algaeSEM/image/Chlamydomonas*, image prise au microscope électronique) et de (*www.jgi.doe.gov/News/chlamy.jpg*, image prise au microscope optique)

L'axonème est constitué de neuf doublets de microtubules [2] arrangés en cylindre et éventuellement une paire de doublets sur l'axe nommé doublet central. Les doublets situés autour sont appelés doublets périphériques.

Les doublets périphérique de l'axonème sont attachés entre eux par des protéines (dynéines). Les dynéines appartiennent à la famille des moteurs moléculaires qui convertissent l'énergie libérée par l'hydrolyse de l'ATP en travail mécanique sous forme d'un changement de conformation [20] et [46].

Les moteurs peuvent faire des « pas »sur les microtubules grâce à ces changements de conformation et se déplacer vers l'une des extrémités du microtubule. Le changement de conformation des dynéines induit un glissement entre les microtubules. Ce glissement et le fait que les microtubules soient ancrés à la membrane, génèrent le mouvement du cil.

La présence ou non du doublet central influe sur la symétrie du battement. Il existe des axonèmes avec doublet central appelés 9+2 et des axonèmes sans doublet central appelés 9+0. La structure nommée axonème 9+2 est la plus répandue parmi les cils motiles.

Les cils présents sur le noeud de Hensen [3] dans l'embryon sont l'un des exemples de la structure 9+0. Ils ont un mouvement rotatif [4]. [5].

Hirokawa et al. [25] ont montré que la rotation des cils présents sur le noeud de Hensen engendre un écoulement qui est à l'origine de l'asymétrie droite-gauche dans le développement des mammifères (coeur à gauche, foie à droite...). Dans la figure (fig. 1.4) on observe les cils présents sur le noeud ventral dont la taille est 3μm.

Il a été suggéré [25] que l'entraînement de particules appelées *Nodal Vestibular Particles* (NVPs) provoquerait un gradient de concentration du calcium dont la conséquence est une différentiation spatiale des gènes.

1.2 Assemblée de cils

Le nombre de cils ou flagelles présents sur la membrane des micro-organismes peut varier entre un seul et plusieurs milliers. Le spermatozoïde ne possède

2. Les microtubules sont des tubes creux de 25nm de diamètre ([3]) constitués de monomères α et β de tubuline. L'assemblage des monomères confère une polarité aux microtubules.

3. Epaississement de l'extrémité craniale de la ligne primitive, lieu qui est l'organisateur de l'embryon

4. donc des cils motiles sans doublet central.

5. Le spermatozoïde de l'anguille qui a un battement tridimensionnel, possède un axonème de structure 9+0. Les cils présents sur les cellules rénales ont une structure 9+0 aussi (fig.1.1).

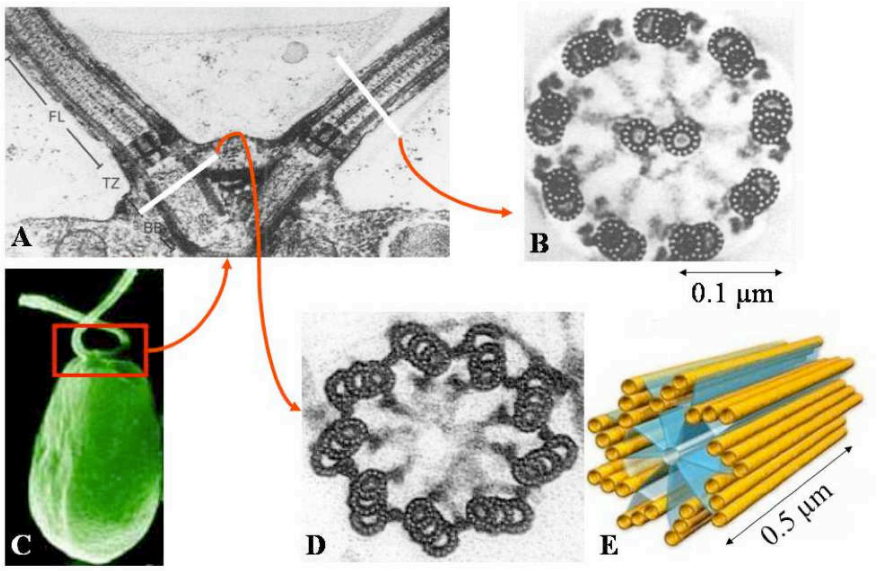
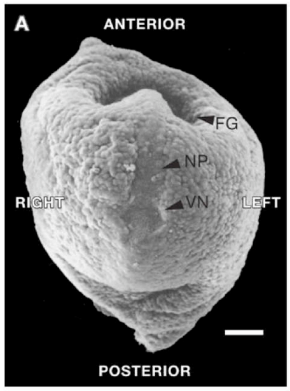
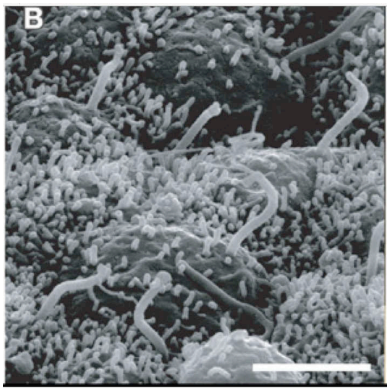


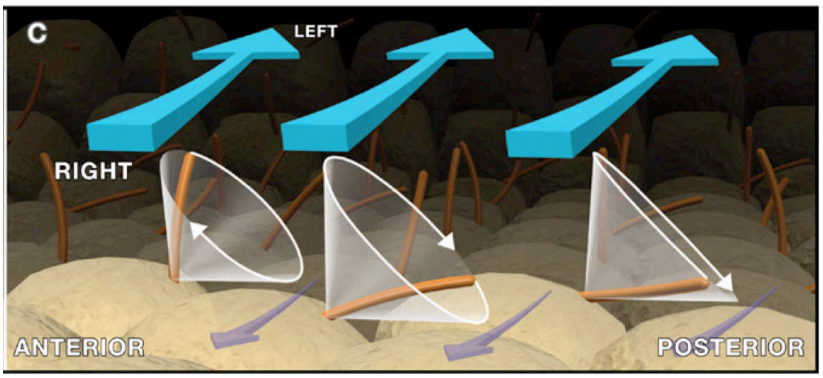
FIGURE 1.3 – (A) et (C). Structure d'un cil vue dans une coupe transverse et au microscope électronique. Les deux barres blanches indiquent l'axonème et le corps basal (les cils de *Chlamydomonas*). (B). Squelette du cil structure formé par neuf doublets de microtubules arrangés en cylindre et un doublet central. (D). Ancrage du cil dans la membrane au niveau du corps basal. (E). Corps basal schématisé : un ensemble de triplets de microtubules. Figures extraites de [3].



(a) Embryon de souris

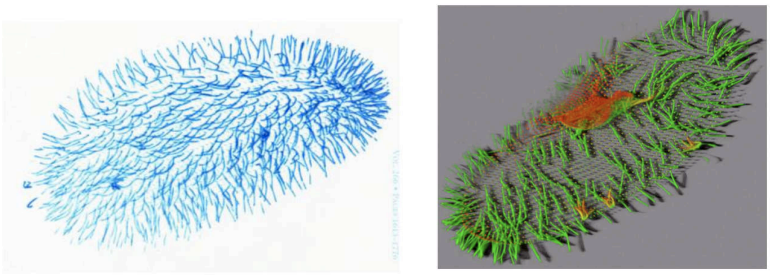


(b) Cils nodaux



(c) Ecoulement engendré par la rotation des cils nodaux

FIGURE 1.4 – (a). Image d'embryon de souris de 7.5 jours au microscope électronique, le noeud ventral est indiqué par VN. Barre=100μm. (b). Vue approchée du noeud ventral : on distingue les cils. Barre=5μm (c). Ecoulement engendré par la rotation des cils autour d'un axe incliné : origine proposée de l'asymétrie droite-gauche observée chez les vertébrés. figures extraites de [25].



(a) Paramécie (b) Paramécie partiellement déciliée

FIGURE 1.5 – La paramécie d'une longueur de 100μm possède à peu près 4000 cils à sa membrane, le mouvement coordonné de ces cils lui permet une nage efficace à 1mm/s. Elle peut changer de direction lorsqu'elle rencontre un obstacle. Images : P.Dupuis-Wiliams, extraites de [5].

qu'un flagelle, *Chlamydomonas* en a deux à sa membrane. Le noeud de Hensen chez l'embryon du mammifère est couvert par un assemblé de 15 cils. Dans le cas de la paramécie ce nombre s'élève à 4000 .

Au delà du comportement individuel des cils, il faut examiner le comportement collectif. Les géométries sont très diverses, depuis les deux cils de *Chlamydomonas* jusqu'aux milliers de cils rencontrés sur Volvox [38]ou les paramécies. Mais l'observation montre que le battement est globalement coordonné :
-les deux cils de *Chlamydomonas* battent en synchronie, à l'exception de rares glissement de phase qui induisent un changement de direction du mouvement [17].

-les cils des paramécies battent avec un déphasage qui se propage, cette onde est appelée l'onde métachronale (fig.1.6). C'est la direction de propagation de cette onde qui fixe la direction du déplacement de la paramécie.

1.3 Modèles physiques de la nage aux petits nombre de Reynolds

Le mouvement des fluides dans les systèmes biologiques et, en particulier la nage des micro-organismes vivants a inspiré depuis longtemps les mécaniciens des fluides. Comme on l'a vu précédemment, les organes propulseurs sont essentiellement des filaments flexibles très allongés. La compréhension

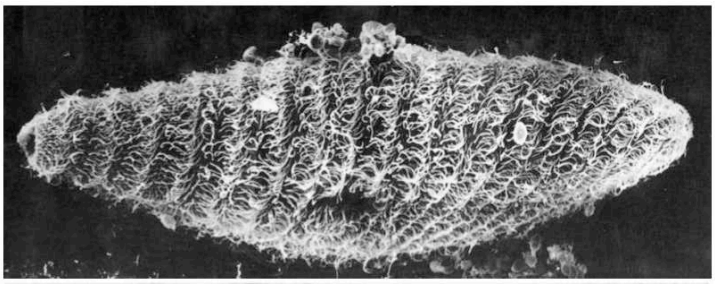


FIGURE 1.6 – Coordination métachronale de la *Paramécie*, les vagues se propageant dans l'assemblée des cils sont dues à la différence de phase entre cils voisins. Figure extraite de [49].

de la propulsion des micro-organismes passe par le calcul des forces sur ce type d'objets dans l'approximation des très petits nombres de Reynolds.

Stokes a fait les premiers calculs de la force de traînée pour une sphère solide en mouvement dans un fluide très visqueux. Cette force s'écrit :

$$F = 6\pi\eta a v \tag{1.5}$$

où a est le rayon de la sphère, v sa vitesse et η la viscosité du fluide. La deuxième étape a été les calculs de force de traînée pour un ellipsoïde, faits par Oberbeck.

D'une manière générale pour une particule anisotrope, on peut écrire la force de traînée visqueuse $\overrightarrow{F}$ et le couple visqueux $\overrightarrow{\Gamma}$ sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{rcl} \overrightarrow{F} & = & \eta(R_V \overrightarrow{V} + R_{F\Omega} \overrightarrow{\Omega}) \\ \overrightarrow{\Gamma} & = & \eta(R_{\Gamma V} \overrightarrow{V} + R_{\Omega} \overrightarrow{\Omega}) \end{array} \right. \tag{1.6}$$

Nous constatons que la force $\overrightarrow{F}$ et le couple visqueux $\overrightarrow{\Gamma}$ s'exerçant sur un objet avec une vitesse $\overrightarrow{V}$ et une vitesse angulaire $\overrightarrow{\Omega}$ sont proportionnels à la viscosité du milieu et la vitesse du corps par une relation tensorielle.

Les coefficients R sont des matrices de résistance. Ces coefficients ont les dimensions physiques suivantes : $R_V \sim L$, $R_\Omega \sim L^3$et $R_{F\Omega}, R_{\Gamma V} \sim L^2$.

Pour déterminer les coefficients de ces tenseurs de mobilité, dans le cas d'un objet allongé comme un cil, la vitesse de l'objet est projetée selon les axes normal et tangentiel.

La force de traînée par unité de longueur dans ces deux directions s'écrit :

$$\begin{cases} \mathbf{F_s} &= -\zeta_{\parallel}\mathbf{V_s} \\ \mathbf{F_n} &= -\zeta_{\perp}\mathbf{V_n} \end{cases} \tag{1.7}$$

Pour les corps allongés, $\zeta_{\parallel}$ et $\zeta_{\perp}$ ne sont pas égaux. A l'issue des calculs faits dans l'approche de la théorie des corps allongés, par toute une série de publications [6] il a été montré que dans la limite d'un grand rapport d'aspect $L/a \gg 1$ nous avons : $2\zeta_{\parallel} \simeq \zeta_{\perp}$. Dans le cas d'un cylindre rigide avec une longueur $2L$ très grande devant le rayon a :

$$\begin{cases} \zeta_{\parallel} &= \dfrac{2\pi\eta}{ln(4L/a) + C_1} \\ \\ \zeta_{\perp} &= \dfrac{4\pi\eta}{ln(4L/a) + C_2} \end{cases} \tag{1.8}$$

où C_1=-0.81 et C_2=0.19.

La théorie de « force résistive »développée par *Gray et Hancock, 1953*[23], a permis d'aborder la dynamique d'un flagelle sans faire le calcul exact du champ de vitesse autour de l'objet en mouvement. Dans ces travaux, *Gray et Hancock* ont considéré le flagelle comme un ensemble d'éléments adjacents. La vitesse de propulsion du flagelle est reliée à la forme et la vitesse de propagation de l'onde de déformation générée par le flagelle.

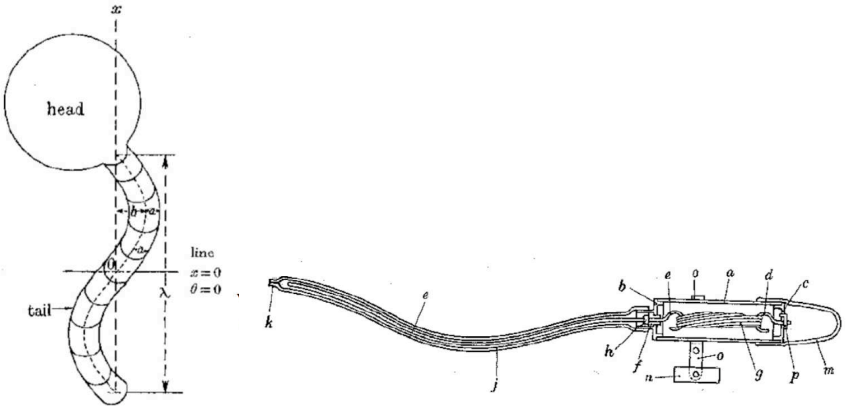
1.3.1 Nageurs stokesiens artificiels expérimentaux

Le premier nageur inspiré par l'observation des organismes vivants a été réalisé par G.I.Taylor en 1951. Il a réalisé ses travaux, avant l'apparition de la théorie des corps allongés et la théorie de « force résistive ».

Il a modélisé le flagelle par un plan à la surface duquel une onde de forme sinusoïdale se propage. Il a ainsi montré que la propagation d'une onde peut engendrer une force propulsive à bas nombre de Reynolds [50]. Un an plus tard, Taylor dans un deuxième article [51] a résolu entièrement l'équation de Stokes pour son nageur, en supposant que l'amplitude de la déformation du plan est faible devant la longueur d'onde et la largeur du plan. La direction de propulsion est à l'opposé de la propagation d'onde. Dans ce même article Taylor a présenté un nageur expérimental (fig.1.7) réalisé pour vérifier les résultats issus de son modèle de flagelles. Ce modèle explique de façon qualitative comment les micro-organismes vivants se propulsent dans le régime

6. (*Broersma 1960* [7], *Tuck, 1964* [53], *Tillett,1968* [52], *Batchelor,1970* [4], *Cox,1971* [14],*Blake,1974* [6])

visqueux en propageant une onde de déformation. Le prototype est composé d'un moteur qui met en rotation un hélice rigide, il se propulse dans une bassine de glycérine, pour se placer à petit nombre de Reynolds.



(a) Modèle de flagelle utilisé par Taylor

(b) Nageur expérimental réalisé par Taylor

FIGURE 1.7 – (a). Le modèle de flagelle imaginé par Taylor ([51]), (b). Le nageur expérimental pour vérifier les résultats de son modèle pour les flagelles. Un élastique enroulé (désigné par g sur la figure) est le moteur du nageur. L'objet est placé dans un bac de glycérine pour respecter les conditions de bas nombre de Reynolds. Figures extraites de [51]

.

Des années plus tard *Yu et al, 2006*[55] ont fabriqué un macro-nageur très inspiré par le nageur de Taylor. Il est constitué d'un filament flexible attaché à un moteur qui entraîne le filament dans une oscillation périodique(fig.1.8). A la différence du nageur proposé par Taylor, le filament n'est pas hélicoïdale et c'est grâce à l'élasticité de la partie filamentaire du prototype qu'il développe une force propulsive.

Auparavant, *Purcell, 1976* [40], avait proposé un « nageur minimal »(avec le minimum de degrés de liberté à trois bras). Le nageur à trois bras est composé de trois tiges reliées en série. La structure obtenue a deux degrés de liberté. Elle avance en changeant de conformation au cours d'une période(fig.**??**). Ici c'est le mécanisme de mouvement non-réversible dans le temps qui est utilisé.

Cette idée a été reprise par l'équipe de Hosoi au MIT(fig.1.9). Le nageur appelé « Threelink »se déplace en changeant de configuration au cours d'une

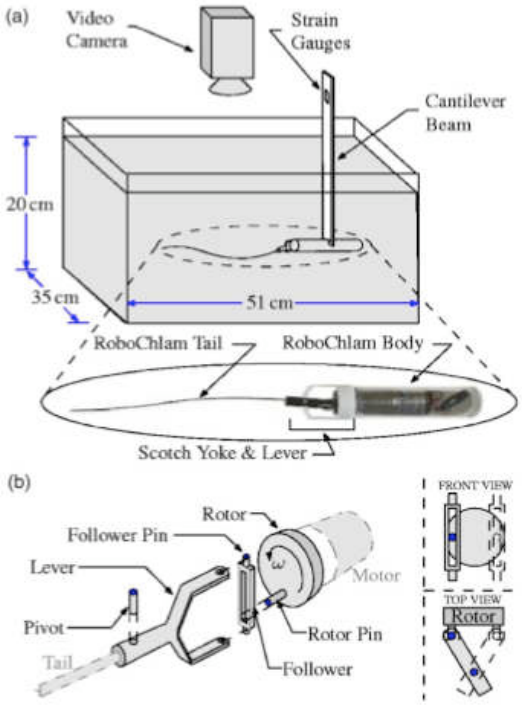
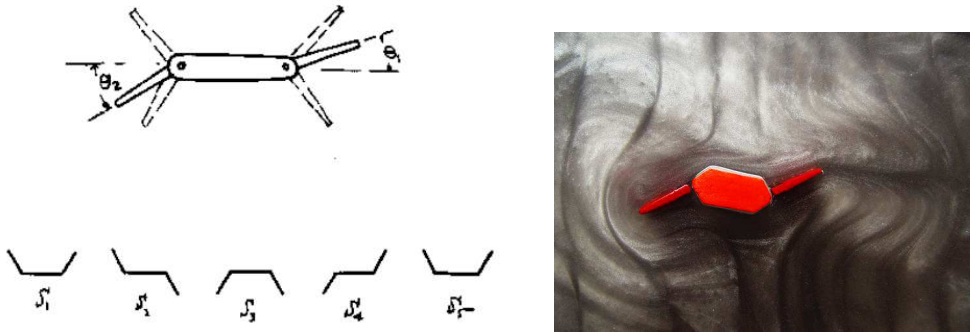


FIGURE 1.8 – Propulseur stokesien inspiré par le nageur de Taylor, le robot est constitué d'un filament élastique et le moteur qui l'actionne en fournissant un mouvement rotatif. Figure extraite de *Yu et al.2006* [55].

période exactement comme proposé par Purcell. Comme on peut le voir sur la figure 1.9, le prototype est composé d'un corps plus volumineux auquel sont attachés les deux bras. Ce nageur se déplace comme prévu par Purcell dans la direction horizontale.

Dans un travail théorique, *Tam et Hosoi, 2007*[48] ont analysé le nageur à trois tiges, de même taille et de section circulaire. Ils ont défini les critères d'optimisation de la nage, en terme de vitesse de déplacement au cours d'une période et l'énergie dépensée pour propulser le nageur. Sur cette base ils ont proposé un nouveau design pour le même nageur qui combine les critères cinématique et géométriques. Une meilleure efficacité est obtenue.



(a) (b)

FIGURE 1.9 – (a).Nageur à trois bras imaginé par Purcell et son cycle de déformation. Schéma tiré de [40](b).Nageur à trois bras, réalisé par le groupe Hosoi au MIT (image extraite de : *http : //scripts.mit.edu/ pekowiki/blaise/index.php?title = Image : Threelink.jpg*).

Micro-nageur

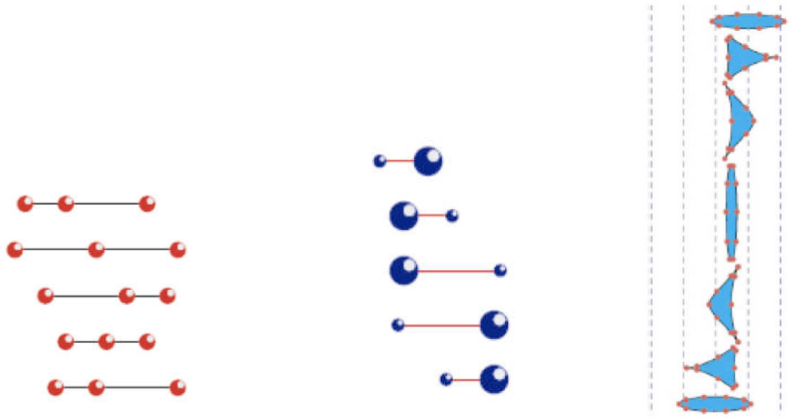
Le premier nageur aux échelles micrométriques a été fabriqué par *Dreyfus et al,2005*[18] et est inspiré par le spermatozoïde. ll est constitué d'un filament magnétique et un globule rouge qui permet de briser la symétrie. Le tout est mis en mouvement pas le moyen d'un champ magnétique oscillant extérieur en 2D. Le filament magnétique qui a le rôle du flagelle, est excité par le champ magnétique dont l'une des deux composantes est sinusoïdale. Le filament se déforme suivant une onde de propagation. La force propulsive ainsi créée fait déplacer le nageur dans le sens opposé de la propagation. Un

optimum d'efficacité de la nage de ce nageur en terme de vitesse a été mis en évidence.

1.3.2 Nageurs stokesiens virtuels

Dans les années 2000, les perspectives de microfabrication ont relancé le sujet des nageurs aux petits nombres de Reynolds. Une nouvelle génération de nageurs a été imaginée par les théoriciens.

Najafi et al, 2004 [35] ont imaginé un nageur à trois sphères reliées par deux tiges. La longueur de ces tiges varie entre deux valeurs de manière non-réciproque pour briser la symétrie. Le nageur avance dans la direction de son axe.(fig.1.10)



(a) Nageur à trois sphères (b) Nageur pushmepullyou (c) Nageur optimal

FIGURE 1.10 – (a).Nageur à trois sphères imaginé par Najafi et Golestanian, schéma tiré de *Najafi, 2004* [35] (b).Nageur « pushmepullyou »à deux sphères déformables imaginé par Avrons, schéma tiré de *Avron, 2005* [2] (c).Nageur optimal déformable imaginé par Avrons. Schéma tiré de *Avron, 2004* [1]]

Le nageur « pushmepullyou »imaginé par *Avron, 2005* [2] est constitué de deux sphères déformables reliées par une tube. Le volume des sphères change périodiquement, les sphères s'approchent et s'écartent et cela fait avancer le nageur dans la direction de l'axe du nageur(fig.1.10)(fig.1.10) [7].

7. Une discussion sur l'efficacité du nageur imaginé par Najafi et Golestanin et le nageur« pushmepullyou »a été ouverte par Avron. Cette comparaison se fait en se basant sur le trajet parcouru en temps par les deux nageurs et ceci sans prendre en compte le rapport travail effectué avec l'énergie dissipée, indéfini d'ailleurs. De plus la longueur des

Le même auteur, *Avron, 2004*[1] a décrit l'optimisation d'un nageur plan, dont la forme peut se déduire par une transformation de Riemann. Ces nageurs restent cependant sans équivalents expérimentaux.

1.3.3 Mécanismes impliqués dans la propulsion ciliée

Il existe toute une série d'études théoriques s'inspirant de micro-organismes vivants dans lesquels les mécanismes impliqués dans la propulsion ciliée ont été étudies. Nous résumons ici une série d'études visant à comprendre les mécanismes responsable de la nage à bas nombre de Reynolds.

La notion de flexibilité dans le mécanisme de la nage aux petits nombres de Reynolds

Les cils présents à la membrane des micro-organismes vivants sont dans la plupart des cas flexibles. *Machin, 1958*[33] a étudié la forme d'un élastique passif immergé dans un fluide visqueux. Les résultats obtenus selon son approche ne correspondent pas à la forme de l'onde expérimentalement observée. Par la suite, il a étudié la force et le flux autour d'une forme donnée de filament.

Cette notion d'élasticité des flagelles/cils a été abordée des années après par *Wiggins et Goldstein*[54]. Ils ont analysé le cas d'un barreau élastique immergé dans un fluide visqueux et soumis à un forçage périodique dans le temps(le système est supposé être en deux dimensions).

La forme du barreau est le résultat de l'équilibre « élastohydrodynamique »entre les contrantes élastiques internes et la traîné visqueuse : une onde de déformation amortie par le viscosité, se propage le long du barreau donnant lieu à une force propulsive.

Powers, 2005[28], s'est intéressé à la déformation d'un élastique sous l'effet d'un écoulement hydrodynamique. Le filament élastique accumule une compression lorsqu'il est mis en rotation par un moteur fixe, et il s'allonge lorsqu'il est fixe et qu'un écoulement dans la direction de son axe le traverse.

Lauga, 2007[31] s'est intéressé à l'optimisation d'une nageur composé d'une tête passive(sphérique ou très allongée) et d'un flagelle élastique propulseur. Le flagelle est actionné périodiquement à sa base. Dans la limite de petites amplitudes d'actuation, la cinématique de la nage et la forme de filament sont reliées. La performance du nageur est ensuite calculée en fonction de la géométrie optimale. Deux paramètres géométriques sont optimisés : le rapport a/L, taille de la tête /longueur du flagelle et le rapport $L/L_{l\omega}$,

deux nageurs a été supposé égale Cette hypothèse est contestée par les auteurs du nageur à trois sphères.

longueur du flagelle/longueur élastovisqueuse caractéristique. Par exemple pour une tête sphérique la vitesse absolue est maximale pour $a/L = 0.3$ et $L/L_{l\omega} = 2.5$. Une des conclusions importantes de cette étude est que l'efficacité (définie comme le rapport entre le travail utile et le travail total) de ce type de nager élastique est très inférieur à celle d'un micro-nageur réel. La raison en est l'amortissement exponentiel de l'amplitude de déformation le long du flagelle élastique passif alors qu'un nageur réel maintient une grande amplitude tout au long du flagelle.

Dans le même esprit *Coq et al,2009*[13] et *Qian et al,2008*[41] ont étudié expérimentalement la forme d'un filament élastique passif actionné en rotation à sa base, et les forces engendrées par ce mouvement. Le couplage viscosité/élasticité confère une hélicité non nulle au filament, à l'origine d'une force propulsive. Dans ce cas particulier, ce couplage est aussi à l'origine d'une branche instable dans la caractéristique couple/force propulsive.

Interactions hydrodynamiques et synchronisation

De très récentes études expérimentales ont confirmé l'interaction hydrodynamique entre les cils/flagelles des micro-organismes vivants.

Une toute première observation expérimentale de l'interaction hydrodynamique entre les flagelles de *Chlamydomonas* a été récemment publiée *Polin et al, 2009*[38]. La synchronisation entre les deux flagelles de *Chlamydomonas* était pendant longtemps considérée comme l'origine de la nage de la *Chlamydomonas*. Cette étude met en évidence un comportement plus compliqué. Le suivi du mouvement tridimensionnel de l'algue a montré qu'il existe des phases de synchronisation et désynchronisation entre les deux flagelles. Et *Chlamydomonas* fait des mouvement d'avancée et de changement d'orientation selon la phase de synchronisation ou désynchronisation. Ce qui est finalement assez semblable à la marche aléatoire d*E.Coli*.

Auparavant, l'idée de l'interaction hydrodynamique a été largement explorée par des études notamment théoriques. *Powers, 2004*[27], en s'inspirant de la nage d'*E.Coli* a étudié l'interaction hydrodynamique entre deux hélices rigides mis en rotation par des moteurs fixes. Il a montré que le couple et la force hydrodynamique entre les deux hélices dépendent de la différence de phase entre eux. Lorsque le couple appliqué aux hélices est constant, ils ne se synchronisent pas, et lorsque le déphasage entre eux est nul la force hydrodynamique moyenne est nulle.

Kim et Netz, 2006[29] ont simulé un tapis de filaments semi-flexibles actués par un couple externe. Un effet de pompage optimal dépend de deux facteurs : une longueur de persistance donnée des filaments puis le rapport des amplitudes des mouvements aller-retour imposé aux filaments. La synchro-

nisation par les effets hydrodynamiques entre les filaments voisins améliore significativement l'efficacité du pompage.

Cils et moteurs internes

Dans les travaux décrits précédemment les « flagelles »ou « cils »sont actionnés de façon extérieure. En réalité les micro-organismes sont mis en mouvement par des moteurs internes répartis le long du cil.

Camalet et al, 1999[10] ont publié une étude théorique qui décrit la dynamique d'une élastique actionnée par des moteurs internes. Le système est supposé être en deux dimensions. Ces moteurs internes peuvent créer une instabilité dynamique. Cette instabilité dynamique se traduit en propagation d'une onde qui propulse l'élastique. Ce mécanisme d'auto-organisation des moteurs internes est à l'origine du mouvement des cils.

Guirao, 2007[5] lors de ses travaux de thèse s'est intéressé de près au problème de couplage hydrodynamique entre les cils, et leur mécanisme interne. Dans cette approche l'aspect co-opératif de couplage hydrodynamique entre les cils et leur mécanisme interne a été décrit.

Il a montré que les interactions hydrodynamiques peuvent créer un alignement des cils en phase de croissance. Les cils soumis à l'effet d'un écoulement externe transverse ont un battement asymétrique en deux phases, un aller rapide dans le sens de l'écoulement et un retour lent dans le sens opposé, autour d'une position moyenne courbée.

Il a montré également qu'un réseau de cils est capable de briser la symétrie gauche-droite de son battement et créer un écoulement moyen global. L'onde métachronale est donc la conséquence d'un compromis entre le mécanisme interne des cils et leur couplage hydrodynamique. La longueur d'onde obtenue est comparable à celle observée dans les expériences.

1.4 Tapis de filaments magnétiques ancrés en réseau

L'idée d'élaborer un système modèle pour la propulsion ciliée à petit nombre de Reynolds a du attendre l'apparition de la microfluidique. Créer les conditions de petit nombre de Reynolds aux grandes échelles, pour plusieurs nageurs est ardu si ce n'est pas impossible. Les assemblages de colloïdes magnétiques aux échelles micrométriques ont résolu ce problème. Ainsi *Dreyfus et al,2005*[18] a pu construire un nageur microscopique de morphologie semblable à un spermatozoïde.

1.4.1 Les avantages du système proposé

Les filaments magnétiques, fabriqués en alignant des colloïdes superparamagnétique[8] sous l'effet du champ magnétique et reliés entre eux par un agent pontant sont des très bons candidats pour mimer les cils. Ce sont des objets micrométriques d'un grand rapport d'aspect, avec une flexibilité ajustable par le choix de l'agent pontant. Ils peuvent être mis en mouvement par un champ magnétique extérieur. Grace à leur caractère superparamagnétique, c'est l'interaction dipolaire qui est responsable de la mise en mouvement des filaments. Le moment magnétique de chaque particule est toujours aligné avec le champ, ce qui supprime tout couplage direct entre le moment et le champ. Ainsi il n'y a pas de force nette appliquée au filament. Ce point est important pour étudier l'écoulement généré par le mouvement du filament.

1.4.2 Les objectifs de notre étude

L'idée de départ de ce travail a été de fabriquer un tapis de filaments magnétique de taille homogène et ancrés de manière contrôlée sur un réseau régulier. Les problèmes que nous pensons aborder avec ce type de système modèle sont :

-Les interactions hydrodynamiques entre cils voisins

-La génération d'un écoulement par une assemblée de cils et les conditions nécessaires pour briser la symétrie gauche-droite comme dans le cas du noeud de Hensen

-L'optimisation des forces et des écoulements induits en modifiant la loi d'actuation de ces cils artificiels.

8. La description détaillée de leur propriétés et fabrication est au chapitre suivant.

Chapitre 2

Fabrication et propriétés des chaînes magnétiques : état de l'art

2.1 Système expérimental : propriétés des colloïdes magnétiques

2.1.1 Particules magnétiques

Dans l'ensemble de cette thèse nous appellerons « particule magnétique » une sphère superparamagnétique solide, qui sera notre matériau de base. Le rayon de cette particule est de quelques centaines de nm, nous sommes alors dans le monde des colloïdes. On trouve une grande diversité de particules magnétiques dans diverses applications. Une grande partie de ces applications se rencontre en biologie et médecine, où différents objets biologiques sont fixés sur les particules magnétiques *C.Goubault,2004*[12]. Ainsi fixés, ces objets peuvent être purifiés, détectés ou déplacés. Les particules magnétiques sont utilisées, entre autres, pour des tests de diagnostic immunologique, à des fin thérapeutiques *Kim et al. 2002*[26], comme agents de contraste en IRM *Pankhurst et al.2003*[36], ou encore pour le tri cellulaire. Les particules magnétiques sont aussi utilisées dans les études fondamentales : par exemple, dans la caractérisation des propriétés mécaniques de molécules biologiques *Allemand et al.1996* [47] ;*Gosse and Croquette,2002* [21] ou pour mesurer les interactions colloïdales *Leal-Calderon et al.1994*[9], ainsi que pour étudier des réactions ligand-récepteur sur des surfaces*Cohen-Tannoudji, 2006* [32].

2.1.2 Propriétés magnétiques

Les particules magnétiques utilisées dans cette thèse sont distribuées par la société *Ademtech*. Elles sont superparamagnétiques, c'est-à-dire qu'elles n'ont pas de moment magnétique permanent et leur susceptibilité magnétique est importante (de l'ordre de l'unité).

Particules magnétiques : composition et propriétés magnétiques

Ces particules sont des matériaux composites, elles sont constituées d'une matrice contenant des grains d'oxyde de Fer, $\gamma\ Fe_2O_3$(maghémite). Les grains magnétiques contenus dans les particules magnétiques ont un diamètre de quelques nanomètres, ainsi ils ne présentent qu'un *monodomaine magnétique*. La taille maximale d'un mono-domaine dans le cas de l'oxyde de Fer, est de l'ordre de 20 nm. Dans un colloïde l'orientation des monodomaines est aléatoirement répartie ce qui conduit à un moment global nul. En revanche en présence du champ magnétique les moments s'alignent et le colloïde acquiert un moment magnétique global. C'est la raison pour laquelle la valeur de susceptibilité magnétique χ de l'ordre de l'unité est beaucoup plus élevée que celle des corps les plus paramagnétique (χ=3.10^{-3} pour $HO(NO_3)$).

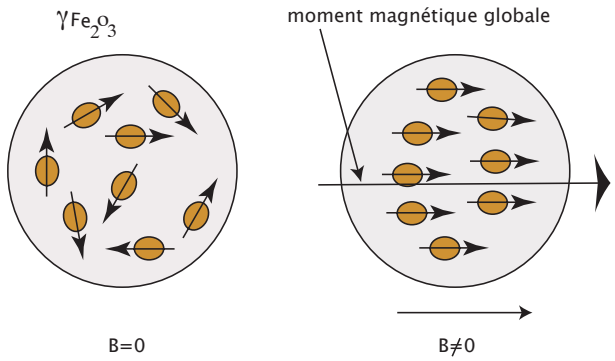


FIGURE 2.1 – Particules superparamagnétiques répondant à un champ magnétique. Avec l'application du champ magnétique B, il apparaît un moment magnétique à l'échelle du colloïde.

Les particularités des particules magnétiques de la société Ademtech

A partir de la courbe d'aimantation de l'extrait sec de ferrofluide χ_{FFsec} contenu dans les particules (fig.2.2), nous pouvons déterminer la susceptibilité χ d'une particule qui s'écrit comme le rapport de l'aimantation M sur

l'excitation magnétique $H.\chi_{FFsec}$ correspond donc à la pente de la courbe d'aimantation $M = f(H)$. La concentration du ferrofluide contenu dans les particules est de 50% en volume. La susceptibilité du ferrofluide est donc χ_{FF}=$\chi_{FFsec}/2$. Pour obtenir expérimentalement la susceptibilité de la particule il faut faire une correction liée à la forme sphérique de la particule *Cohen-Tannoudji, 2006* [32] :

$$\chi_{part} = \frac{\chi_{FF}}{1 + \chi_{FF}/3}$$

La susceptibilité des particules que nous avons utilisées est de l'ordre de l'unité $\chi_{part} = 1,3$.

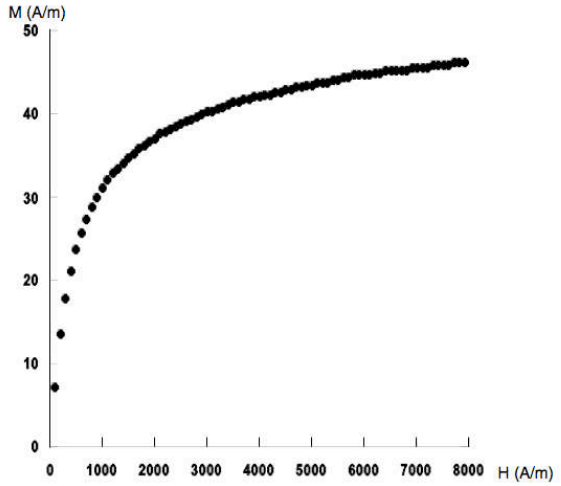


FIGURE 2.2 – Mesures du moment magnétique (M) en fonction de l'excitation magnétique (H) avec un SQUID (*superconducting Quantum Interference Device*) réalisées par E.Bertrand (LIIC, ESPCI, Paris) figure extraite de*Goubault, 2004* [12].

2.1.3 Stabilité colloïdale

Le comportement d'une dispersion de colloïdes (particules de petite taille, égale ou inférieure à 1μm) dans une phase aqueuse est complexe. Il faut en effet tenir compte de plusieurs facteurs physico-chimiques. Lorsqu'on observe un échantillon de particules magnétiques sous microscope on voit un mouvement aléatoire continu dans l'espace, qu'on appelle le mouvement brownien. Il est dû à la nature moléculaire de la matière et au mouvement incessant des

molécules de la phase aqueuse. Les particules diffusent sous l'effet de l'agitation thermique, le coefficient de diffusion correspondant dépend de la taille des particules, de la viscosité du milieu et de la température. Il est donné par la relation d'Einstein : $\frac{kT}{6a\pi\eta}$.

L'agitation thermique conduit les particules à d'incessantes collisions, ainsi si les interactions répulsives ne sont pas suffisantes, les particules peuvent s'agréger. On dit d'une suspension colloïdale qu'elle est stable, lorsque les particules restent suffisamment dispersées pour ne pas s'agréger, sinon on dit que la suspension flocule.

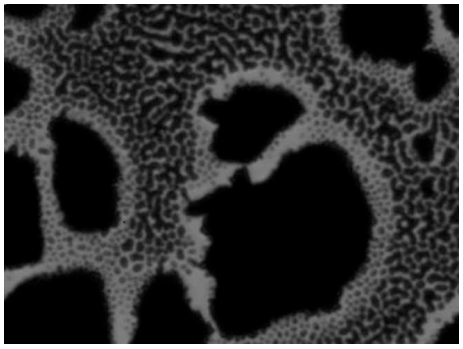


FIGURE 2.3 – L'état instable : les particules sont agrégées de façon irréversible

Les facteurs jouant sur la stabilité colloïdale sont nombreux : la répulsion électrostatique, l'interaction de van der Waals... Pour conserver les colloïdes à l'état stable, les particules magnétiques sont dispersées dans une solution à 0.1% d'un surfactant non-ionique (NP10). Les molécules amphiphiles s'adsorbent à la surface des particules, l'encombrement spatial empêche les particules de s'approcher suffisamment pour floculer, cet effet appelé répulsion stérique est l'un des deux acteurs de la stabilité colloïdale. Par leur constitution les particules magnétiques sont légèrement chargées, ce qui conduit à une répulsion électrostatique. Si on place les colloïdes dans un milieu contenant beaucoup d'ions, la répulsion est écrantée et les particules peuvent floculer. Ceci est la description de la répulsion électrostatique, qui est le deuxième acteur de la stabilité colloïdale.

2.1.4 Auto-organisation des particules magnétiques

a.Interaction entre les particules magnétiques sous l'effet du champ

Lorsque le champ est appliqué, les particules magnétiques se mettent en chaîne sous l'effet de l'interaction dipolaire. Dans une chaîne les particules sont régulièrement espacées, d'une distance r. Les forces attractives sont ici les forces dipolaires magnétiques, elles dépendent de la distance r entre dipôles et de leur moment magnétique m. Le moment magnétique est proportionnel à l'intensité du champ magnétique appliqué, et s'écrit :

$$\overrightarrow{m} = \frac{4}{3}\pi a^3 \mu_0 \chi \overrightarrow{H} \tag{2.1}$$

où, a est le rayon des particules, H l'excitation magnétique, μ_0 la perméabilité du vide et χ la susceptibilité magnétique des particules.

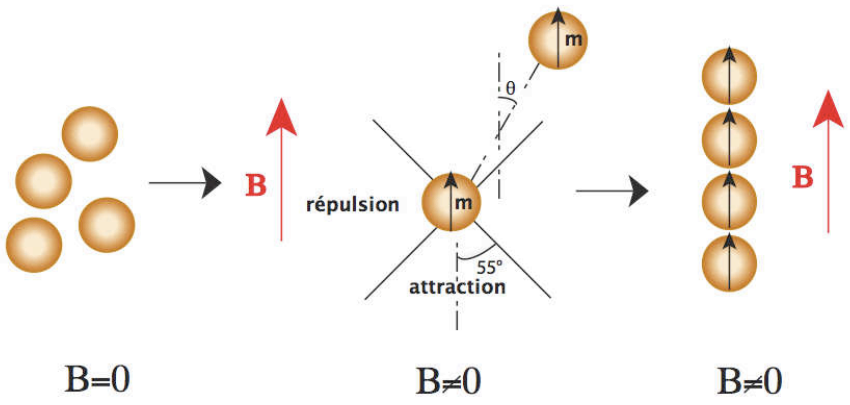


FIGURE 2.4 – Auto-organisation des particules magnétiques sous champ magnétique.

D'une manière générale l'énergie d'interaction entre deux particules portant les moments $\overrightarrow{m_1}$ et $\overrightarrow{m_2}$et distantes de $r\overrightarrow{e_r}$ est donnée par :

$$U(r,\theta) = -\frac{\mu_o}{4\pi\ r^3}(\overrightarrow{m_1}.\overrightarrow{m_2} - 3(\overrightarrow{m_1}.\overrightarrow{e_r})(\overrightarrow{m_2}.\overrightarrow{e_r})) \tag{2.2}$$

pour $\overrightarrow{m}$=$\overrightarrow{m_1}$=$\overrightarrow{m_2}$ nous aurons :

$$U(r,\theta) = \frac{m^2}{4\pi\mu_o}\frac{1-3\cos^2\theta}{r^3} \tag{2.3}$$

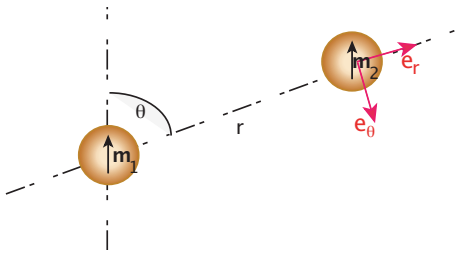


FIGURE 2.5 – Interaction entre les dipôles m_1 et m_2

où r est la distance centre à centre entre les particules, et θ est l'angle entre la direction du champ appliqué et la ligne qui relie les centres des deux particules. Ainsi l'interaction est attractive lorsque l'angle entre les moments alignés correspond à $\cos\theta \geqslant 1/\sqrt{3}$ et donc $\theta \leqslant 55°$. On définit un double cône d'angle 55° autour de chaque particule, à l'intérieur duquel les interactions sont attractives (fig.2.4).

Pour quantifier l'énergie magnétique, nous définissons un nombre sans dimension λ qui est le rapport entre l'énergie magnétique maximale (quand les particules se touchent et les moments sont alignés) et l'énergie thermique :

$$\lambda = \frac{-U_{max}}{kT} = \frac{-U(2a,0)}{kT} = \frac{\pi\mu_0 a^3\chi^2 H^2}{9kT} \tag{2.4}$$

en réécrivant l'énergie en fonction de l'énergie maximale :

$$U(r,\theta) = -U_{max}\frac{a^3}{r^3}(1-\cos^2\theta) \tag{2.5}$$

et en fonction de λkT :

$$U(r,\theta) = -\lambda kT\frac{a^3}{2r^3}(1-\cos^2\theta) \tag{2.6}$$

b.cinétique de croissance des chaînes

L'équation cinétique de von Smoluchowski prédit la vitesse d'agrégation de particules dans des solutions très diluées, où seul le mouvement brownien est à l'origine des collisions entre les particules :

$$\dot{N}_k = 1/2\sum_{i+j=k} K_{ij}N_iN_j - N_k\sum_{j=1}^{\infty} K_{kj}N_j \tag{2.7}$$

où N_i est le nombre d'agrégats de taille i et K_{ij} est le taux de collision entre une structure de taille i et une autre de taille j pour former la structure i+j. Le premier terme de cette équation résulte de la formation des structures de taille k à partir de l'agrégation de deux structures plus petites, le seconde de la disparition de ces structures par l'agrégation avec d'autres. Dans sa description théorique, von Smoluchowski a supposé que dans le système il n y a que des collisions binaires. Dans notre cas, l'énergie magnétique au contacte est très grande devant kT ($\lambda \gg 1$) et l'agrégation peut être considérée comme irréversible. De plus, l'expérience montre que la croissance des grands agrégats se fait essentiellement par l'addition de particules isolées. L'équation de Smoluchowski se réduit donc à :

$$\dot{N}_{k+1} = 1/2(K_{1k}N_1N_k + K_{k1}N_kN_1) \tag{2.8}$$

Les grands agrégats étant peu mobiles, le taux de collision est gouverné par le mouvement des particules isolées. Le temps de collision entre deux particules soumises à l'agitation thermique t_B s'écrit alors comme :

$$t_B = \frac{1}{6}\frac{a^2}{D\phi}$$

où D est le coefficient de diffusion ($\frac{kT}{6a\pi\eta}$) et ϕ la fraction volumique des particules.

L'interaction magnétique entre les particules décroît rapidement avec la distance entre particules, ainsi lorsque deux particules sont distantes leur cinétique de collision sera dictée par l'agitation thermique, en revanche dès qu'elles se rapprochent l'interaction magnétique les conduit à s'agréger rapidement.

Pour définir le portée des interactions magnétiques, on introduit la distance r_c pour laquelle l'énergie magnétique est égale à kT. Un « volume de capture »(v_c) est définit à partir de ce « rayon de capture »dans lequel les collisions entre colloïdes sont dictées par l'interaction magnétique.

En partant de l'équation 2.6 nous avons :

$$r_c \sim a\lambda^{1/3} \sim a^2H^{2/3} \tag{2.9}$$

soit :

$$v_c \sim \lambda \sim H^2 \tag{2.10}$$

En résumé, dans le volume de capture, $U > k$T nous avons l'agrégation par l'interaction magnétique.

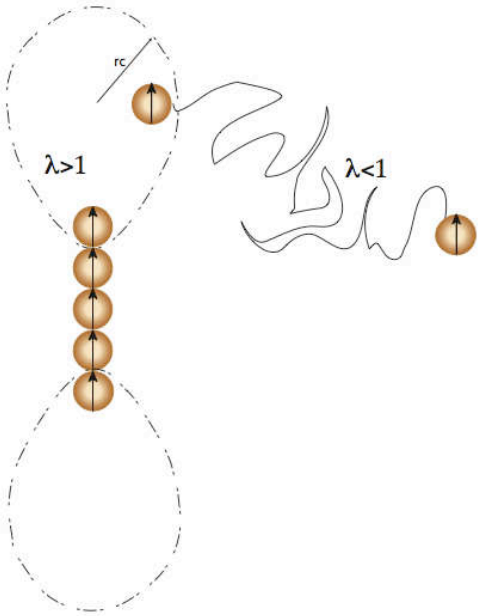


FIGURE 2.6 – Volume de capture, défini par le rayon de capture r_c. En dehors de ce rayon les particules diffusent librement.

Promislow et al. 1995[39] ont proposé d'écrire le temps caractéristique de collision, sous forme :

$$t_B^* = \frac{a^2}{24(2/3\sqrt{3})D\phi\lambda} \tag{2.11}$$

t_B^* est un temps d'agrégation Brownien corrigé par l'existence d'un volume de capteur.

Les résultats expérimentaux de *Promislow et al*, ont mis en évidence une loi d'échelle entre la longueur moyenne de chaînes $\langle s(t)\rangle$ et le temps qui varie entre 0.55 et 0.7 pour un λ compris entre 10 et 10^4(fig.2.7)).

Pour obtenir de très longues chaînes, il est nécessaire de se placer à $\lambda \gg 1$. Alors l'agrégation est irréversible et les chaînes croissent indéfiniment tant qu'il a des particules disponibles. Pour obtenir des chaînes de longueur contrôlée, il faut limiter leur croissance par les parois.

c.Interactions dipolaires dans une chaîne

Zhang et Widom 1995 [56] ont calculé la force attractive magnétique exercée entre les particules dans une chaîne infinie. Cette force peut être

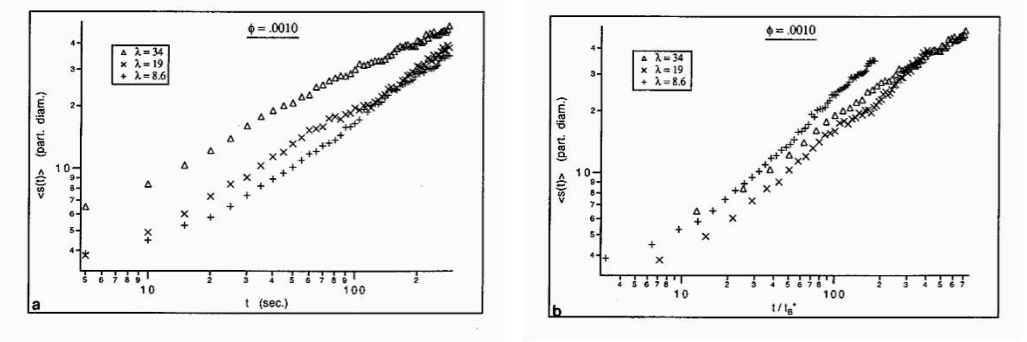


FIGURE 2.7 – Longueur moyenne des chaînes $\langle s(t)\rangle$ normalisée par le diamètre des particules en fonction du temps (a) et du nombre sans dimension t/t_B^* (b) pour la fraction volumique ϕ=0.001 (figures tirées de *Promislow et al.1994*).

calculée à partir du champ extérieur appliqué $\mathbf{B}_e$ et de la distance d entre particules. Dans une chaîne, une particule voit la somme de champ extérieur $\mathbf{B}_e$ et des champs magnétiques créés par toutes les autres particules. On appelle ce champ le champ local $\mathbf{B}$.

Pour calculer le moment magnétique m, il faut connaître le champ local $\mathbf{B}$. Le champ crée par une particule s'écrit (*Pérez,1997*) :

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2m\cos\theta}{d^3}\mathbf{e_r} + \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{m\sin\theta}{d^3}\mathbf{e}_\theta \tag{2.12}$$

Donc le champ total ressenti par la particule i dans une chaîne ($\theta = 0$) est :

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_e + \sum_{j=-\infty j\neq i}^{j=+\infty} B^{j->i} = \mathbf{B}_e + \zeta(3)\frac{4\mu_0 m}{4\pi d^3}\mathbf{e_r} \tag{2.13}$$

Pour un matériau paramagnétique, le vecteur aimantation $\mathbf{M}$ qui correspond à la densité volumique de moment magnétique, est lié au champ local par une relation linéaire :

$$\mathbf{M} = \frac{\mathbf{m}}{4/3\pi a^3} = \chi\frac{\mathbf{B}}{\mu_0} \tag{2.14}$$

où χ est la susceptibilité d'une particule. La combinaison des deux dernières expressions donne enfin :

$$\mathbf{m} = \frac{4\pi a^3 \chi \mathbf{B}_e}{3\mu_0 \left(1 - \frac{4/3\chi\zeta(3)a^3}{d^3}\right)} \tag{2.15}$$

On voit que ce moment magnétique a la même valeur que celui d'une particule seule soumise au champ $\mathbf{B}_e$, à un facteur près. On peut donc définir une susceptibilité effective χ_{eff} telle que $\mathbf{m} = \chi_{eff}\mathbf{B}_e$. Au contact ($a$=$d/2$) et pour une valeur de χ égale à 1, χ_{eff} est 20% plus élevée que χ.

Dans une chaîne infiniment longue, la force magnétique dipolaire exercée par la particule 1 de moment magnétique m_1= m sur la particule 2 de moment magnétique m_2= m selon les notation de la figure 2.5 s'écrit :

$$\mathbf{F}_{2-1} = \frac{3\mu_o m^2}{2\pi d^4}\mathbf{e}_r \tag{2.16}$$

où μ_o est la perméabilité du vide et d la distance centre à centre de deux particules.

La force magnétique attractive dans une chaîne entre une particule et ses deux voisines immédiates s'écrit :

$$\mathbf{F}_{mag}(d) = \frac{3\zeta(3)\mu_0 m^2}{2\pi d^4} \tag{2.17}$$

d.Défauts dans les chaînes

L'auto-assemblage des particules conduit parfois à des défauts dans les chaînes. On en rencontre de deux types :

-défauts ponctuels : dans la chaîne une bille a été remplacée par une paire de billes.

-agrégation latérale : deux chaînes se collent l'une à l'autre en se décalant d'une demi-bille.(fig.2.8)

Nous avons peu de contrôle sur l'apparition de ces défauts. Le seul paramètre qui permet de les limiter est la fraction volumique des colloïdes : plus la fraction volumique est grande, plus les chaînes comportent de défauts.

Obtenir des chaînes assez longues et homogènes est l'une des étapes les plus délicates de nos expériences. Les conditions optimales seront décrites dans le chapitre suivant.

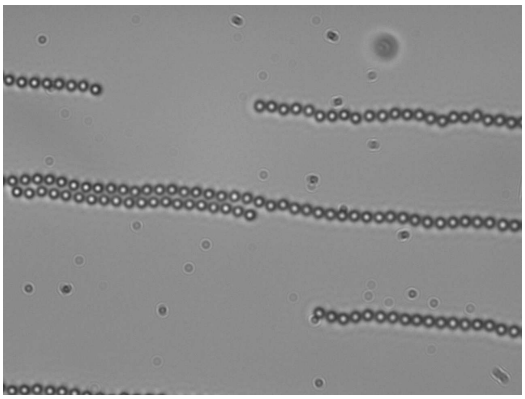


FIGURE 2.8 – Particules magnétiques soumises à un champ magnétique, les interactions dipolaires créent des chaînes multiples.

2.2 Assemblage irréversible de colloïdes magnétiques : objets unidimensionnels

2.2.1 Assemblage des colloïdes -Etat de l'art

Les structures unidimensionnelles qui se forment sous champ se détruisent par agitation thermique quand le champ est annulé. Pour figer ces structures unidimensionnelles de façon permanente on ajoute des agents pontants qui relient les particules entre elles. Les agents pontants peuvent être présents dans la solution initiale des particules, ou être ajoutés une fois les chaînes formées.

Plusieurs agents pontants ont été testés à ce jour. Le collage entre particules peut se faire grace à une construction spécifique antigène/anticorps. L'antigène est pris en sandwich par deux anticorps greffés sur deux particules magnétiques (fig. 2.9).

Une deuxième méthode consiste à utiliser l'interaction spécifique streptavidine/biotine. Les particules sont recouvertes de streptavidine. L'agent pontant est une molécule d'ADN possédant une biotine à chaque extrémité. Lorsque les particules sont alignées, l'ADN s'accroche par ses deux biotines aux streptavidines présentes à la surface des particules. Cette interaction entre une protéine et une vitamine est connue pour sa stabilité et sa résistance sous force. La flexibilité des chaînes peut être modifiée par le nombre de molécules ADN greffées sur les particules, *Koenig, 2005* [30]. Cette méthode a été utilisée par R.Dreyfus pour la fabrication d'un micro-nageur *Dreyfus,2005*[43].

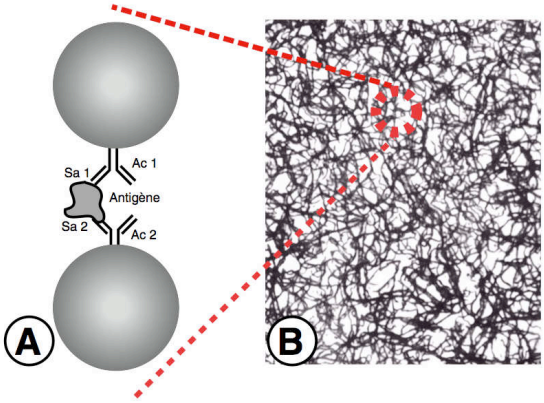


FIGURE 2.9 – A : sandwich : anticoprs/antigène/anticorps schématisé. B : particules magnétiques reliées par un IgG polyclonal anti-humain facteur de von Willebrand, sous l'effet d'un champs magétique de 70mT pendant 5 minutes (figure extraite de *Goubault 2004*).

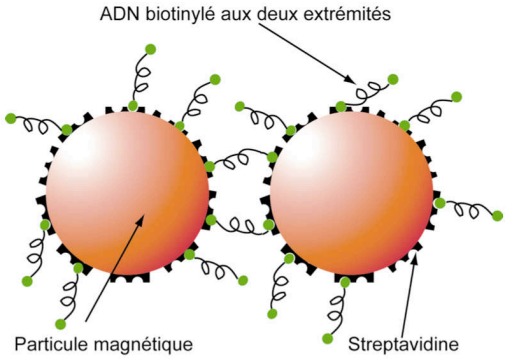


FIGURE 2.10 – pontage de particules magnétiques recouvertes de streptavidine par l'ADN biotinylé. Les biotines aux deux extrémités de l'ADN s'attachant de manière spécifique aux streptavidines des deux particules (figure extraite de [43]).

Philip et al. 1997 [37] ont fabriqué des chaînes de particules magnétiques par l'adsorption d'un polymère, acide poly acrylique (PAA) à la surface des billes. Ce protocole a été repris par C.Goubault *Goubault,2004* [12] dans ses travaux de thèse. C'est le système que nous avons utilisé dans ce travail.

2.2.2 L'effet du PAA sur la stabilité colloïdale

Nous avons vu dans le paragraphe consacré à la stabilité colloïdale que l'ajout de certaines molécules dans la suspension de particules peut perturber sa stabilité.

Au cours de son travail de thèse Cécile Goubault *Goubault,2004* [12] a étudié l'effet de l'acide polyacrylique sur l'état d'agrégation des particules. Elle a constaté que le PAA déstabilise la suspension dans certaines conditions (fig.2.11).

Dans le diagramme de concentration en PAA/fraction volumique des particules (fig.2.11) on voit une première ligne de transition (à 0.08 % en fraction en masse de PAA) au dessus de laquelle les agrégats sont irréversibles. Entre cette ligne et la ligne à 0.05 % en fraction de masse en PAA, il existe une zone où les particules s'agrègent très partiellement et de manière réversible. En dessous de la ligne à PAA <0.05 on trouve un domaine où il n'y pas d'agrégation.

Collage magnéto-stimulé

Pour fabriquer des objets unidimensionnels réguliers nous nous plaçons dans des conditions de fraction volumique en particules et concentration en PAA dans lesquelles il n'y a pas d'agrégation irréversible.

Un champ magnétique est appliqué peu de temps après avoir mis les particules et le polymère en solution. Sous l'effet de ce champ d'une intensité plus importante que la valeur seuil pour rapprocher les particules (15mT) [1]s'organisent en chaîne (voir sec.2.4). Le polymère adsorbé sur les particules agit comme un colle, ce système de collage est appelé « magnéto-stilumé ». *L.Cohen-Tannoudji, 2006* [32] a mené une étude pour vérifier le mécanisme de collage entre particules magnétiques recouvertes de PAA et rapprochées par le champ magnétique. Il a été montré que les polymères adsorbés à la surface des particules sont chassés de la zone du rapprochement des particules. Alors un même macromolécule fait le pont entre deux particules (fig.2.13), des filaments permanents sont ainsi obtenus.

1. Il existe une valeur seuil du champ à partir de laquelle les particules sont suffisamment proches et le pontage entre particules se réalise.

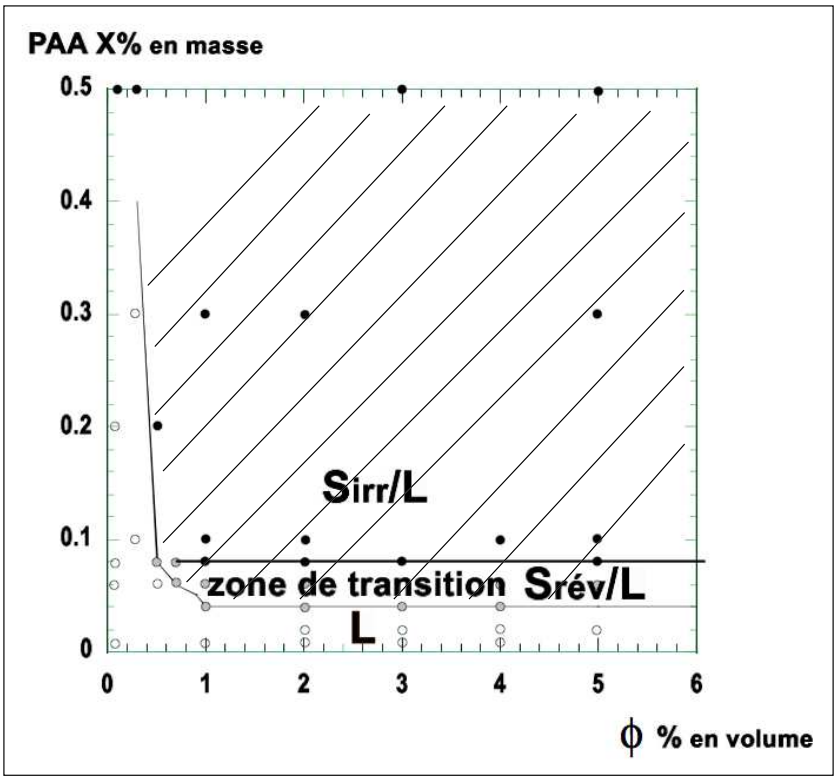
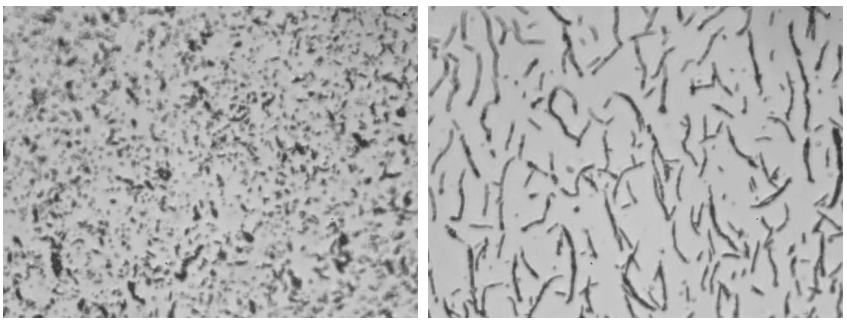


FIGURE 2.11 – Diagramme concentration en PAA/fraction volumique des particules magnétiques. La ligne de transition horizontale en noir sépare le domaine où les particules sont agrégées de façon irréversible d'une zone où les particules sont agrégées revérsiblement. La ligne grise sépare le domaine des agrégations réversibles de la troisième zone où nous n'avons aucune agrégation (figure extrait de *Goublaut,2004*).

2.3 Comportement d'un filament sous champ magnétique

2.3.1 Dynamique des filaments magnétiques

L'élasticité du polymère confère une flexibilité aux chaînes magnétiques. Cette élasticité se manifeste de plusieurs manières. Tout d'abord, si on observe les filaments en l'absence du champ, on constate qu'ils fluctuent légèrement sous l'effet de l'agitation thermique, mais restent globalement rectilignes.



(a) Après 2 minutes (b) Après 10 minutes

FIGURE 2.12 – Croissance des chaînes, avec avec le PAA à 0.1% en masse au cours de temps sous l'effet du champ magnétique à 15mT.

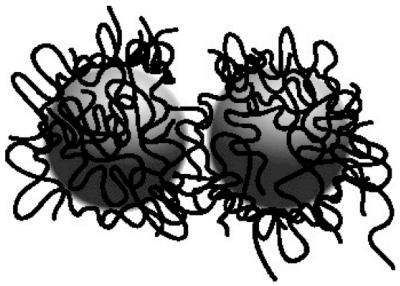


FIGURE 2.13 – Pontage du polymère entre des particules magnétiques. Sous champ les particules sont suffisamment proches pour que la même chaîne s'adsorbe sur deux particules, figure extraite de*Cohen-Tannoudji,2006* [32].

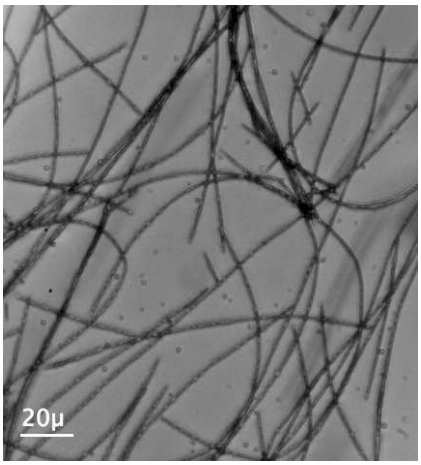


FIGURE 2.14 – Longs filaments (ϕ=0.1%vol) de longueur typique 200μm fabriqués avec du PAA (0.1% en masse) dans un capillaire de verre de section carrée 500×500μm.

Une rotation rapide du champ magnétique conduit à une instabilité dynamique dans laquelle, les filaments initialement alignés avec le champ peuvent adopter différentes formes selon leur longueur *Goubault et al.2003*[22].

- les filaments les plus courts se comportent comme des bâtons rigides et ils s'alignent dans la direction du champ (état stable)

-les longs forment un épingle à cheveux (métastable)

-les plus longs font des structures à plusieurs épingles (métastable)

Dans cette instabilité dynamique trois acteurs principaux (la viscosité du milieu, l'élasticité des filaments et le couple magnétique exercé par le champ) interviennent.

Le couple visqueux s'écrit :

$$\Gamma_{visc} = \eta \omega L^3 \tag{2.18}$$

où η est la viscosité du milieu, ω la vitesse et L la longueur du filament. Cette forte dépendance avec la longueur du filament justifie le fait que les filaments se courbent en épingles pour diminuer ainsi l'effet de la viscosité.

Une fois courbé, le filament adopte une forme qui correspond à la minimisation de l'énergie totale. Cette forme résulte d'un équilibre entre l'énergie élastique U_{el} (qui tend à peu courber l'épingle) et l'énergie magnétique U_{mag} (qui tend à aligner le plus grand nombre d'extrémités de filaments avec le champ). La viscosité ne joue plus aucun rôle dans cet état d'équilibre.

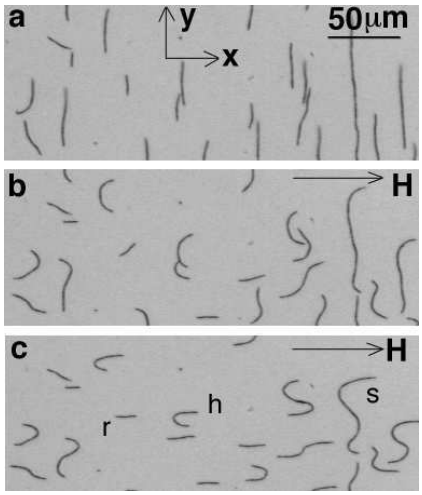


FIGURE 2.15 – Configurations métastables empruntées par des filaments selon leur longueurs, (a). un champ constant est appliqué en direction y, les filaments s'alignent avec le champ.(b). Le champ change de direction perpendiculairement. Les filaments en suivant la nouvelle direction du champ empruntent différentes configurations. (c). Formes métastables des filaments de longueur différentes, les filaments courts (10μm, indiqué r) se comportent comme des bâtons rigides, tournent en bloc et s'alignent avec le champ, ceux d'une longueur supérieur à 30μm se mettent en épingle à cheveux (indiqués en h), les plus longs forment des épingles multiples (indiqués s). Figure extraite de *Goubault et al.2003*[22] .

On considère le filament comme un poutre avec un module de flexibilité κ_{fil}. L'énergie élastique est donc :

$$U_{el} = \kappa_{fil} \int_0^L \frac{\mathrm{d}s}{R(s)^2}$$

où s est l'abscisse curviligne, $R(s)$ est le rayon de courbure local et L la longueur de la poutre.

L'énergie élastique s'écrit :

$$U_{el} = \frac{\kappa_{fil} L}{R^2}$$

On calcule l'énergie magnétique du filament, qui est la somme des énergie d'interactions entre dipôles magnétiques constituant le filament :

$$U_{mag} = \frac{1}{4\pi\mu_0} \sum_{1}^{N-1} \frac{m^2}{(2a)^3}(1 - 3\cos^2\alpha)$$

où m est le moment dipolaire magnétique de chaque particule, a son rayon et α est l'angle entre le champ magnétique local et la direction du filament.

L'énergie totale du filament s'écrit :

$$U_{tot} = U_{mag} + U_{el}$$

La minimisation de cette énergie conduit à :

$$R_{min} = \frac{1}{\chi H}\sqrt{\frac{3\kappa_{fil}}{\pi\mu_0 a^2}}$$

La dépendance de rayon de courbure avec l'excitation magnétique H donne accès au coefficient de flexion du filament.

2.3.2 Mise en mouvement du filament par le champ magnétique

Lorsque le champ magnétique change de direction les filaments pivotent et se mettent dans la nouvelle direction du champ. En fait ce sont les dipôles, qui tournent à l'intérieur des particules pour s'aligner avec le champ. Il n'y a ainsi pas de couplage entre les moments magnétiques de particules et le champ extérieur. Seule l'interaction dipolaire est à prendre en compte. Les interactions dipolaires sont réparti le long du filament, le couple magnétique exercé sur le filament est ainsi reparti sur toute la longueur du filament. La force nette appliquée au filament est nulle. Ceci rend ce système tout à fait comparable aux cils naturels qui sont mis en mouvement par des moteurs internes (voir sec.**??**).

2.4 Réalisation, observation et actuation des filaments magnétiques

Dans cette section qui comporte deux parties, nous allons détailler le système expérimental. La première partie concernera la génération de champ magnétique avec trois composantes de formes arbitraires. Elle comprend les

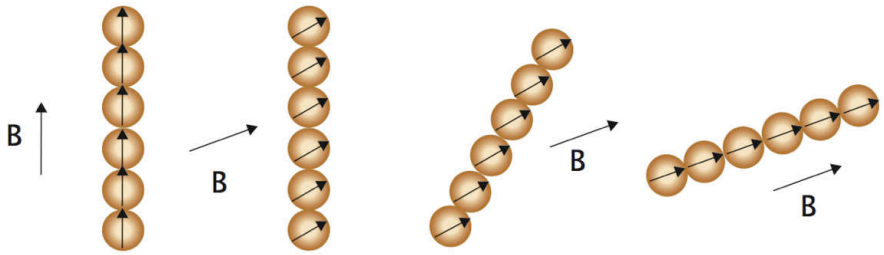


FIGURE 2.16 – Lorsque le champ magnétique change de direction, les dipôles se mettent dans la nouvelle direction. Il ne s'agit pas de couplage entre moment magnétique des particules et le champ **B**, mais de l'interaction dipolaire.

caractéristiques techniques des bobines et les détails de leur fabrication ainsi qu'une rapide description des amplificateurs de courant.

Nous verrons ensuite l'acquisition d'image et l'interfaçage que nous avons développés et réalisés. Dans cette partie nous décrirons la façon dont nous avons encodé des informations concernants la valeur du champ dans chaque image, en plus de paramètres habituels de l'acquisition d'image.

Le montage expérimental est constitué d'un microscope inversé, de cinq bobines produisant les champs magnétiques en 3D, trois amplificateurs de courant qui alimentent les bobines et un ordinateur interfacé par une carte National Instruments qui commande et contrôle les champs engendrés par les bobines, et assure l'acquisition des images. Le plateau porte-échantillon permet un déplacement en X-Y.

2.4.1 Microscope

Il s'agit d'un microscope inversé Nikon TE2000U equipé de trois objectifs (X100, X20,X10) corrigés pour une lame de verre et et un objectif au X40 équipé d'une bague de correction, ainsi qu'une lentille supplémentaire qui permet d'augmenter le grossissement d'une demi fois. La lumière provient d'une lampe halogène. La plupart de nos expériences sont faites avec l'objectif X20.

2.4.2 Champ magnétique 3D, génération

Le champ magnétique en 3D est engendré par un ensemble de cinq bobines. Une grande bobine de diamètre intérieur 13,4 cm et diamètre extérieur de 22 cm et d'une hauteur de 7cm produit la composante verticale (Z) du champ magnétique en 3D. Le diamètre du fil du cuivre utilisé pour concevoir cette bobine est de 0.5 cm, et sa résistance électrique est de 7.5 ohms, elle est également équipée d'un système de refroidissement par circulation d'eau. Pour fabriquer les filaments in situ, cette bobine doit atteindre un champ assez élevé (>20mT). Nous avons obtenu un champ magnétique d'à peu près 25 mT pour un courant de 5.8 A (fig. 2.17).

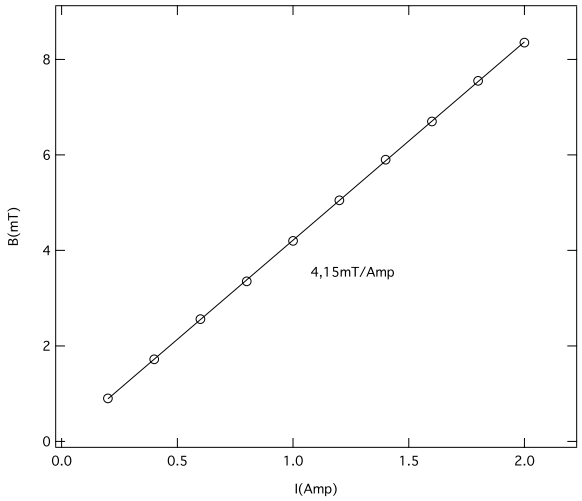
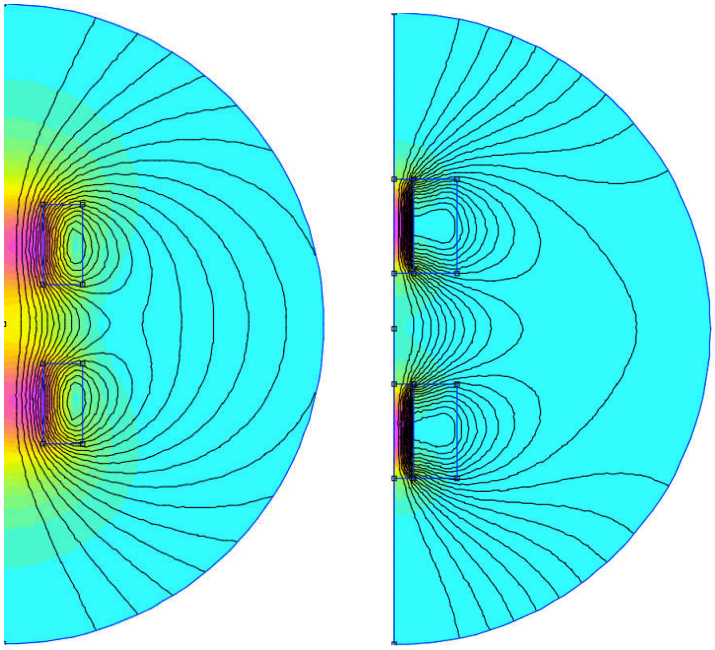


FIGURE 2.17 – Etalonnage de la grande bobine produisant la composante en Z

Les deux composantes X et Y du champ magnétique sont générées par deux paires de bobines de taille identique dont les dimensions sont contraintes par l'encombrement (port échantillon, objectif,...). Nous avons déterminé les caractéristiques des bobines (le diamètre et nombre de tours de fil de cuivre) à l'aide de simulation. Ce qui nous permet d'obtenir le meilleur compromis entre intensité du champ et dissipation thermique. Pour concentrer les lignes du champ les barreaux de μ métal [2] découpées puis recuites (l'usinage détériore les propriétés magnétiques) ont été ajoutés au coeur des bobines (fig.2.18.

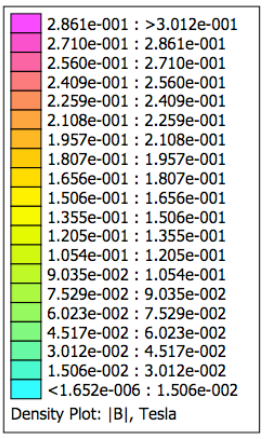
Quatre supports de bobine de forme cylindrique de taille identique, diamètre extérieur 3.8 cm et intérieur de 1.1cm et un hauteur de 4 cm sont

2. un alliage pourvu d'une perméabilité magnétique très grande



(a) Lignes de champ sans μ métal

(b) Lignes de champ après l'ajout du μ métal



(c) Code couleurs

FIGURE 2.18 – Simulation des bobines x-y (logiciel Femm) (a). Intensité et lignes de champdes bobines X-Y, en configuration Helmholtz sans μ métal. (b). L'ajout du μmétal concentre les lignes du champ. (c).Code couleurs en fonction de l'intensité du champ produit

fabriqués. 446 tours de fil en cuivre de diamètre 0.75 mm ont été enroulées sur ces supports.

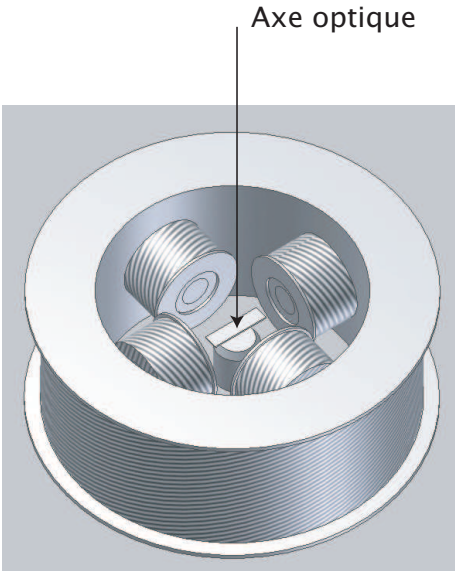


FIGURE 2.19 – L'ensemble des cinq bobines, elles produisent un champ magnétique en 3D.

Amplificateurs du courant

Les bobines sont alimentées par des amplificateurs de puissance de 100W(BOP-50-2M) utilisés en générateur du courant. Nous avons choisi ces amplificateurs pour leur large bande passante de 12 KHz en mode générateur de courant. Ils peuvent délivrer 2A et 50V. La fabrication des filaments est faite par une autre alimentation moins stable mais qui permet d'obtenir 6A soit un champ magnétique de 25mT.

Détecteur CCD

L'acquisition de l'image est effectuée par deux caméras CCD, une Basler A602F, d'une résolution 656× 491 pixels et une fréquence d'acquisition de 70 images par seconde en pleine résolution. Les images prises par cette caméra sont monochromes et codées sur 8 bits. La deuxième caméra que nous avons utilisée dans nos expériences de PIV est une Sony XCD-SX910, avec une grande résolution de 1392×1040 à 15 frames par seconde. Elle délivre

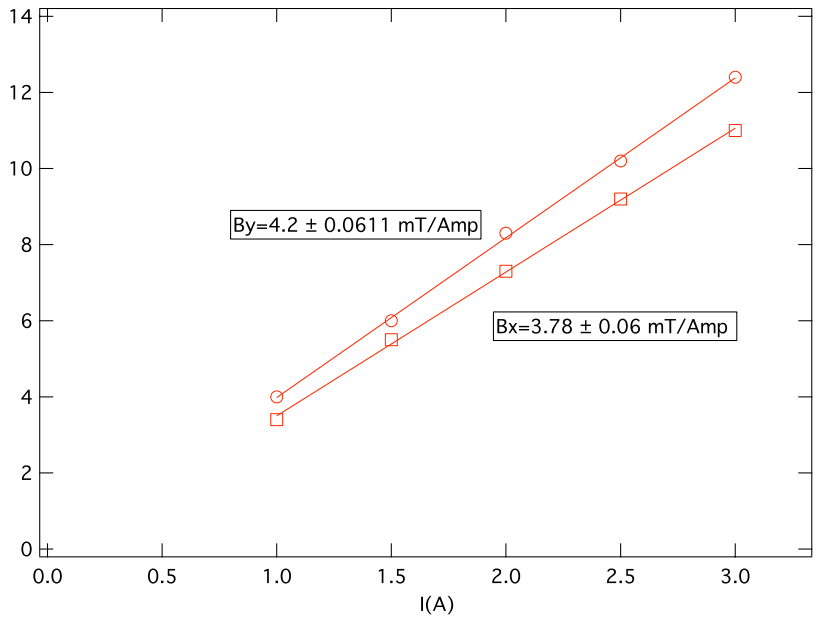


FIGURE 2.20 – Etalonnage des bobines X-Y avec les barres de μ métal

aussi des images monochromes de 8 bits. Ces deux caméras sont reliées à un ordinateur et commandée par le logiciel LabView.

interfaçage

Le programme que nous avons développé sous le logiciel Labview comporte deux parties principales : la génération du champ et l'acquisition d'images. L'ordinateur qui commande les bobines est interfaçé par une carte entrée/sortie de National Instruments. Les sorites de la délivrent une tension sur la gamme -10,+10 V. Cette tension commande les amplificateurs en contrôle de courant avec un gain de 0.2 A/V. L'acquisition consiste en la prise d'image (paramètres habituelles : temps de pause et fréquence d'acquisition) et une mesure des tensions aux bornes des bobines à chaque image. On peut ainsi remonter aux valeurs instantanées du champ. Ces valeurs sont encodé dans l'image.

Dans le chapitre suivant nous donnerons les détails de la manière dont ces données sont ensuite lues à partir des images.

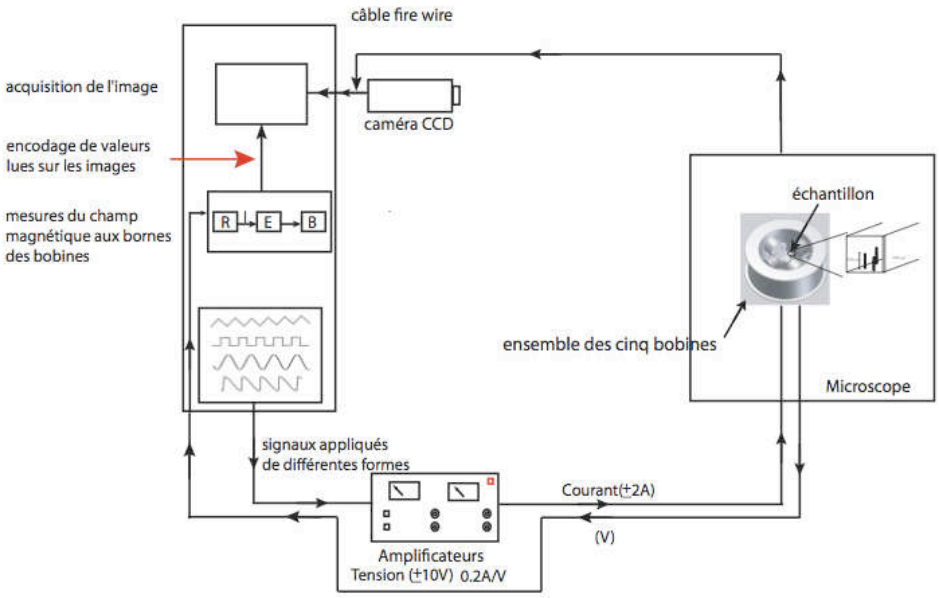


FIGURE 2.21 – système expérimental

Chapitre 3

Cinématique d'un fleximag ancré isolé

Les cils des micro-organismes tels que la paramécie ont des mouvements de très grande amplitude (fig.3.1), souvent tridimensionnels, où l'on distingue une « phase propulsive »(ou *effective stroke*) et une « phase de retour »(ou *recovery stroke*). Notre but est de construire des cils artificiels capables de mimer ce type de dynamique. Nous avons vu au chapitre précédent que les fleximags sont, pour plusieurs raisons, de très bons candidats pour mimer les cils naturels. Nous décrivons dans ce chapitre comment ancrer les fleximags sur une surface solide. Puis nous décrivons la cinématique d'un fleximag ancré et isolé, c'est-à-dire n'interagissant pas magnétiquement ou hydrodynamiquement avec ses voisins.

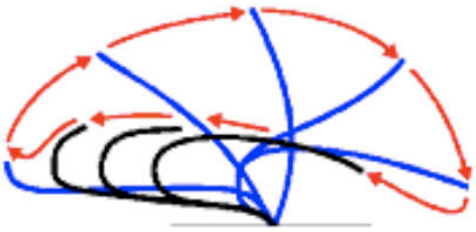


FIGURE 3.1 – Battement typique d'un cil. La période est divisée en deux parties, dans une première partie a lieu le mouvement de brasse effective (*en bleu*) où le cil est entièrement déployé. Dans une seconde partie (*en noir*) le cil revient très courbé en se plaçant près de la surface pour minimiser les frottement visqueux.

Nous commencerons par expliquer les principes suivis par le protocole expérimental, puis nous décrirons le champ magnétique actionnant le fleximag à chaque étape. Ensuite nous présenterons les résultats expérimentaux et les discuterons.

3.1 Obtenir un fleximag ancré, isolé : principes et protocole expérimental

Les fleximags décrits précédemment sont des objets très fragiles. Ceci nous a conduit à une stratégie de fabrication où assemblage entre colloïdes et entre colloïdes et paroi sont réalisés dans la même étape. Pour des raisons de simplification du procédé, nous avons choisi pour l'ancrage sur la paroi un collage (au PAA) du même type que celui reliant les particules.

La surface du verre et le PAA étant tous les deux négativement chargés, le PAA ne s'adsorbe pas spontanément sur le verre. Pour ce faire la technique de dépôt des couches de polymères chargés, *Decher et al.1997* [15] est utilisée. On dépose une couche de poly-L lysine sur le verre, le PAA s'adsorbe ensuite sur cette couche de poly-L-lysine positivement chargée (fig.3.2).

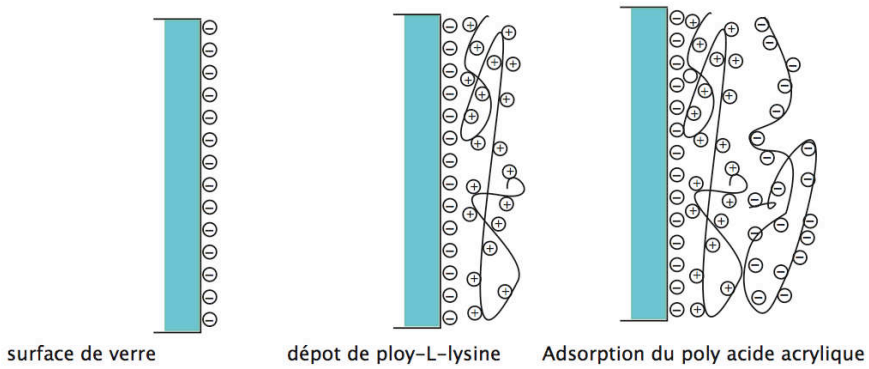


FIGURE 3.2 – Dépôt des couches consécutives de polymères chargés

Protocole expérimental : Les fleximags sont fabriqués directement dans un capillaire en verre de section carrée ($600 \times 600 \mu m^2$). Les parois internes du capillaire sont traitées comme suit : nous déposons une grosse goutte de la solution de poly-L-lysine (Sigma, P8920) diluée 10 fois dans

l'eau milliQ sur une surface propre[1]. Cette solution monte par capillarité dans le capillaire. Il faut attendre une nuit à la température ambiante pour que la surface sèche.[2]

Afin d'avoir une densité faible de filaments ancrés, pour limiter les interactions avec les voisins, nous laissons le dépôt se dégrader quelques jours. Dans ces conditions l'ancrage est toujours efficace mais la densité est plus faible.

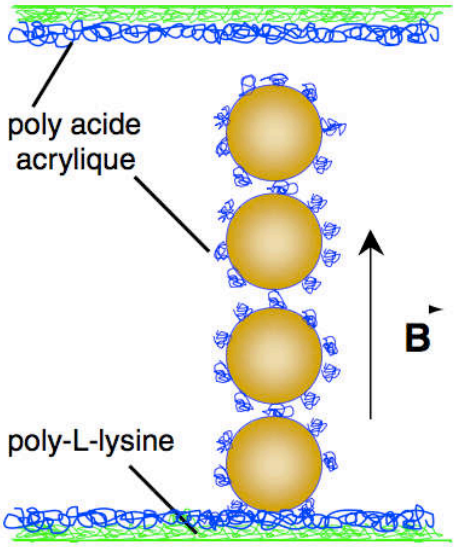


FIGURE 3.3 – Principe de collage d'un filament sur la paroi. Le PAA s'adsorbe sur la poly-L-lysine qui recouvre les parois du canal. Sous champ magnétique les particules s'auto-assemblent, les filaments ainsi créés s'ancrent sous l'effet de leur propre poids. Le schéma des colloïdes n'est pas à l'échelle.

Le capillaire traité et séché est collé sur une lame de microscope, et raccordé à un pousse seringue d'un côté et au réservoir contenant la solution des particules magnétiques de l'autre, par des tuyaux de diamètre intérieur 500μm. L'interconnexion des tuyaux et du capillaire est faite par des petits morceaux de tuyau flexible. Pour rendre étanche ces connexions, nous utili-

1. La solution de poly-L-lysine est fournie à une concentration massique de 1% dans l'eau, après la dilution de 10 fois la solution utilisée dans les expériences est à une concentration massique de 0.1%.

2. Le protocole usuel propose aussi de sécher à l'étuve pendant une heure, mais les résultats obtenus avec ce protocole sont moins bons.

sons de la résine photo-réticulable (NOA68 qui réticule sous une lampe UV en quelques secondes).

-Préparation de la suspension des colloïdes-mode opératoire

La suspension de colloïdes V2G de 0.75μm de diamètre est fournie à une concentration de 5% en volume au départ, stabilisée par un tensioactif non ionique, le Triton X405 à 2.1 g.L^{-1}. On prélève 10 μL de la suspension de colloïdes avec une pipette, on lave les billes trois fois avec la solution de NP10 à 0.01%, en utilisant un aimant qui permet de séparer les colloïdes de la phase continue.

Nous avons choisi de travailler à une concentration de 0.125% en volume de colloïdes [3]. La solution des particules est diluée jusqu'à 0.25% en volume dans du NP10 à 0.01% puis elle est à nouveau diluée deux fois dans une solution de PAA à 0.01% et NP10 à 0.01%.

Le capillaire est ensuite installé à l'intérieur du porte-échantillon et la connexion entre le pousse-seringue et le capillaire est établie. Le capillaire et les tuyaux sont remplis par une solution de NP10 à 0.1% pour chasser l'air dans le système.

La solution de particules magnétiques est aspirée par le pousse-seringue depuis le réservoir des particules et remplit le capillaire. On établit le champ magnétique à 24 mT en direction verticale. Les filaments se forment et s'ancrent sur la paroi sous l'effet de leur poids (fig.3.3).

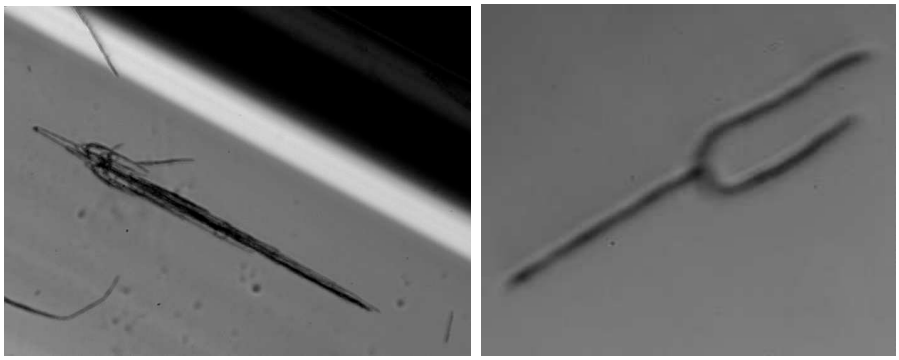
Au bout de 30 minutes, le système est rinçé pour ne garder que les filaments ancrés. Les filaments étant des objets fragiles, nous avons développé un protocole de rinçage adopté.

On se place à champ magnétique faible (2 mT) pour éviter l'agrégation latérale des filaments pendant le rinçage et réduire les efforts hydrodynamiques sur le point d'ancrage. Il est nécessaire de rincer sous champ sans quoi les filaments s'écrouleraient sous l'effet de leur poids et pourraient rester collés sur la surface du canal.

Un flux de 500 μL/h (correspondant à une vitesse moyenne de 500 μm/s) suffisamment faible pour que le point d'ancrage des filaments ancrés résiste, est appliqué. Notons qu'un flux trop important colle les filaments contre la paroi du capillaire. Le rinçage est stoppé lorsqu'il ne reste plus de filaments non-ancrés dans le capillaire.

L'un des problèmes techniques que nous avons rencontré lors de la procédure de rinçage est la présence de bulles d'air. En fait, nous avons toujours de l'air dissous dans la solution remplissant la seringue et les tuyaux. Durant le temps d'ancrage, les micro-bulles dissoutes dans la solution ont le temps de

3. A cette concentration les filaments obtenus ont une taille typique de 200 μm.



(a) Un groupe de filaments entremêlés (b) Deux filaments accrochés

FIGURE 3.4 – Exemples de défauts dans les fleximags au cours de rinçage. (a). Des filaments se sont emmêlés et restent accrochés entre eux. (b). Avant le rinçage le filament rectiligne était seul, le flux pendant le rinçage a amené le filament courbé qui s'est accroche au premier. L'acquisition de l'image a été faite pendant le rinçage.

coalescer pour former des bulles bien plus grosses. Ces bulles, si elles rentrent dans le capillaire peuvent arracher les filaments ou les plaquer sur les parois.

Pour limiter ce problème, la seringue remplie est laissée au repos pendant une nuit. Au bout de ce temps, les micro bulles ont coalescé en plus grosses qui peuvent être évacuées. En suivant ce protocole, nous avons obtenus des fleximags ancrés d'une longueur moyenne de $200\mu m$ très espacés entre eux (distance moyenne $\sim$ 1mm).

Lors de la procédure de rinçage nous appliquons toujours une petite composante de champ vertical (0.2mT) pour éviter au filament de coller à la paroi. Lorsque la procédure de rinçage est terminée, le fleximag ancré est très incliné et proche de la paroi sur laquelle il est ancré. La petite composante en Z ne suffit pas à tenir le fleximag verticalement.

Pour remettre le fleximag en position verticale on procède en deux temps : d'abord le module du champ est augmenté progressivement (avec un pas de 0.3mT) sans modification dans la direction. Ensuite, les composantes horizontales sont diminuées petit à petit tout en augmentant la composante verticale afin de garder le module constant [4].

4. Nous avons vu dans le paragraphe (paragraphe.2.1.4) consacré à l'instabilité des filaments sous le champ magnétique que le filament peut adopter une forme d'épingle quand le direction du champ magnétique est modifié brutalement.

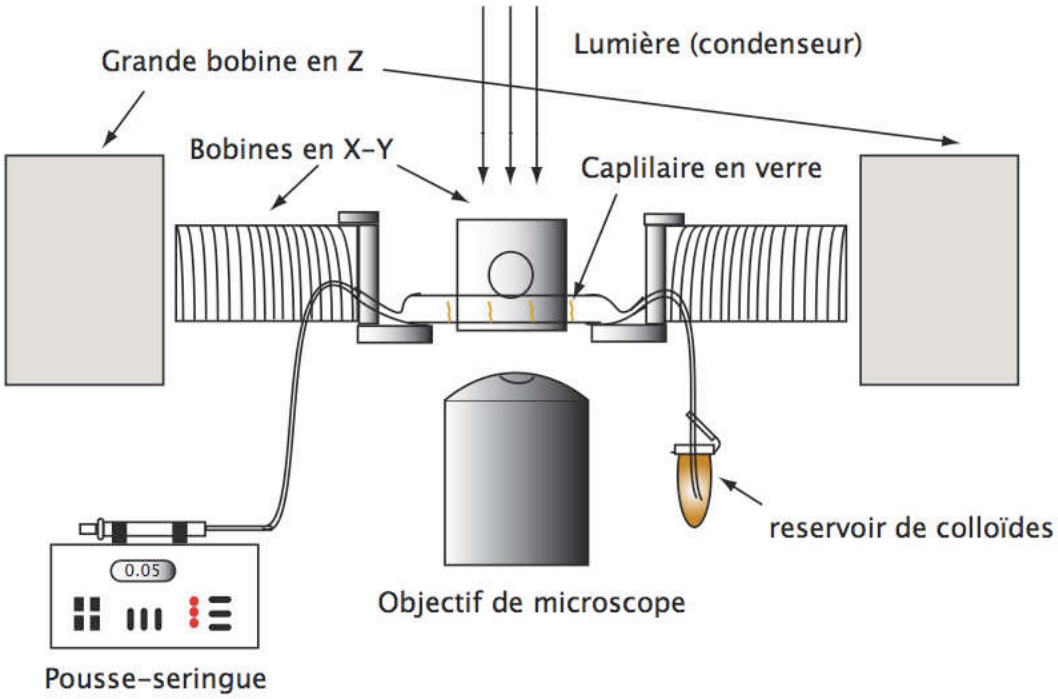


FIGURE 3.5 – Schéma du système expérimental. Le capillaire contenant les filaments magnétiques est placé au coeur d'un système de trois bobines, sur la platine d'un microscope inversé. Le schéma n'est pas à l'échelle.

3.1.1 Observation : reconstruction 3D à partir de la projection

Afin d'accéder à la forme tridimensionnelle complète des filaments, nous devons nous affranchir de la très faible profondeur de champ du microscope. Pour ce faire, nous enregistrons des images focalisées à différentes altitudes mais prises *à la même phase* du battement(fig.3.6). En superposant ces images, la forme complète du filament est reconstruite.

Mesure de la longueur du filament

Avant d'examiner la cinématique ou la dynamique d'un fleximag, sa longueur L doit être déterminée. Pour cela, le fleximag est incliné par rapport

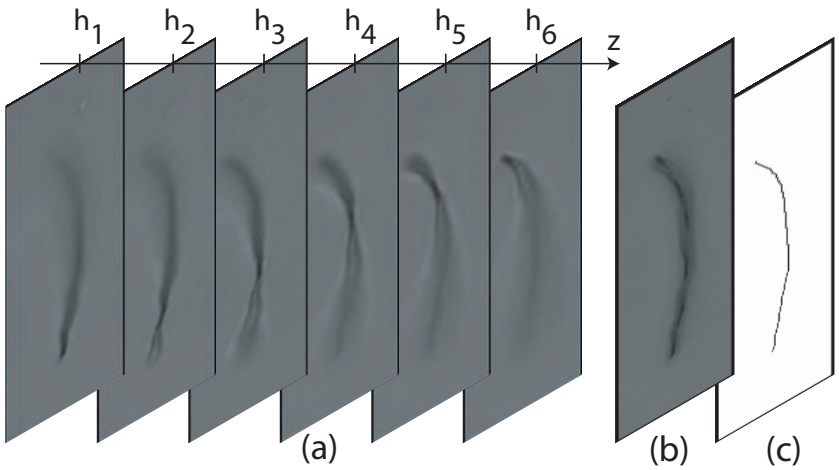


FIGURE 3.6 – Reconstruction de l'image du filament à partir de projection en Z (a) : l'image du filament à des hauteurs successives de h_1 à h_6, (b) : forme du filament obtenue par la projection en Z de toutes les images à différentes hauteurs. La projection retient en chaque pixel le niveau de gris minimal des images initiales, (c) : forme du filament après binarisation et squelettisation de l'image.

à l'axe optique, en appliquant deux composantes de champ constantes B_y et B_Z (fig. 3.7). La longueur L est déduit de la longueur projetée l_{proj} par :

$$L = \frac{l_{proj}}{\cos\theta} \tag{3.1a}$$

$$\theta = \arctan\frac{B_z}{B_y} \tag{3.1b}$$

Une fois que la mesure de la longueur du filament est faite, selon son positionnement dans le capillaire nous décidons de la direction dans laquelle la composante oscillante sera appliquée.

La largeur du capillaire est de 600μm, donc pour manipuler le filament de 200μm de façon à avoir des interactions les plus faibles avec les parois, il faut que le filament soit ancré à peu près au centre de la paroi sur laquelle il est situé.

3.1.2 Mesure de la flexibilité

Nous avons adopté l'approche de *Goubault et al.2003*[22] pour estimer le coefficient de flexibilité des filaments. Le même protocole de fabrication

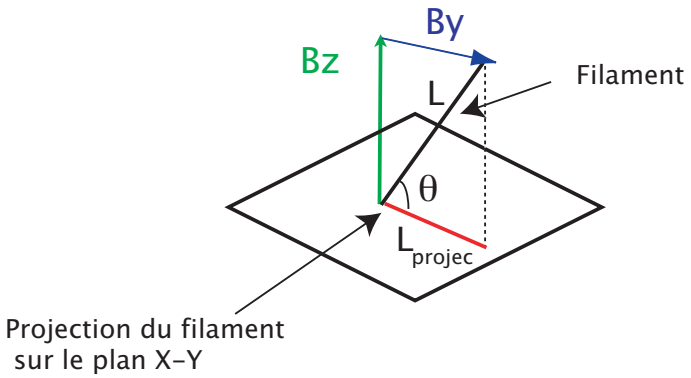


FIGURE 3.7 – Mesure de la longueur du fleximag.

des filaments est utilisé,mais la fabrication se fait dans un capillaire dont les parois sont non traitées. Après sédimentation les filaments sont alignés doucement dans une direction, puis l'orientation du champ est brusquement modifiée. Ceci conduit à la formation « d'épingles »métastables dont la courbure augmente avec le champ appliqué. La courbure varie linéairement avec le champ appliqué selon la loi :

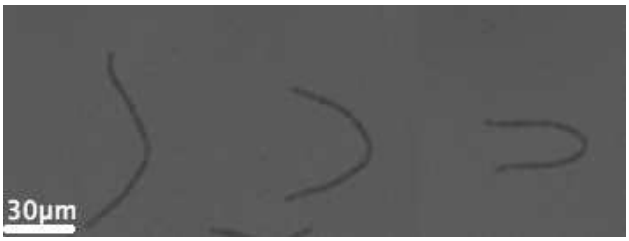
$$C = C_0 + \chi H \sqrt{\frac{\mu_0 a^2}{2\kappa_{fil}}} \tag{3.2}$$

C_0 reflète la courbure résiduelle due aux déformations permanentes dans la chaîne *Dreyfus,2005*[43].

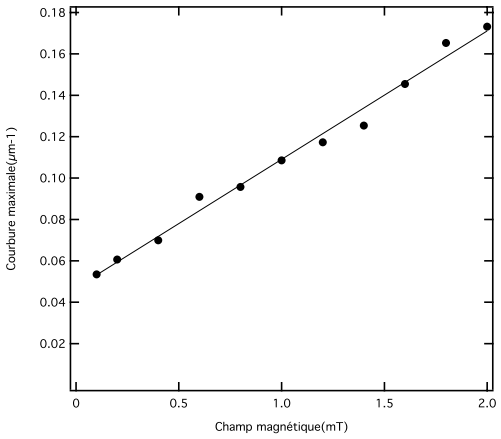
Une fois les « épingles »formées l'intensité du champ magnétique est augmentée afin d'obtenir les données de la (fig.3.8.a). La valeur du module de flexion déterminée par cette méthode est κ_{fil}=6.3 10^{-26} J.m. Cette valeur du coefficient de flexion correspond à une longueur de persistance $\lambda_P = \kappa_{fil}/k_B T \approx 15\mu$m.

3.2 Battement planaire symétrique

Le mouvement d'un cil naturel est un mouvement tridimensionnel complexe. Avant d'aborder des mouvement tridimensionnels, nous avons commencé par des configurations du champ simples sous lesquels nous avons étudié la dynamique des fleximags.



(a)



(b)

FIGURE 3.8 – (a). Courbure des filaments sous des champs d'intensités croissantes : B=0.1mT, B=0,5mT, et B=2mT (b).Variation de la courbure maximale d'une épingle en fonction du champ magnétique.

3.2.1 Description du champ magnétique

La première configuration du champ que nous avons appliquée à un flexi-mag ancré est un battement planaire symétrique dans le temps. La composante en Z est la plus importante. La deuxième composante est en X ou Y selon la direction choisie pour le battement et elle incline le filament par rapport à l'axe optique, ce qui permet d'observer sa forme. La troisième composante alternative, fait battre le filament.

Le rapport des deux composantes constantes donne l'angle d'inclinaison du plan de battement :

$$\tan\theta = B_y/B_z \tag{3.3}$$

et la composante oscillante est caractérisée par son amplitude relative b_0 et sa pulsation ω :

$$B_x = b_0 B_{cons} \cos \omega t \tag{3.4}$$

où

$$B_{const} = \sqrt{B_y^2 + B_z^2} \tag{3.5}$$

$$B_x^2 = b_0(B_y^2 + B_z^2) \tag{3.6}$$

Prenons l'exemple d'une expérience avec un filament d'un longueur de 226μm. Dans la configuration de battement symétrique l'intensité de la composante en Z du champ est de 4mT, celle en Y est constante aussi et de 2mT. La composante oscillante en X a une amplitude maximale de 2 mT. Elle oscille comme décrit dans la figure (fig.3.9(b)) entre -2mT et 2mT en cosinus [5].

Dans nos expériences le module du champ n'est pas tout à fait constant. Il varie entre :

$$B_{min} = \sqrt{B_y^2 + B_z^2} \tag{3.7}$$

et

$$B_{max} = \sqrt{(1 + b_0^2)(B_y^2 + B_z^2)} \tag{3.8}$$

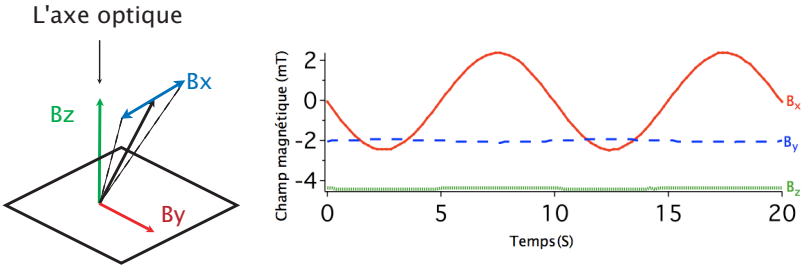
Pour une expérience typique ces valeurs varient de 5% autour d'une valeur globale moyenne de champ. La fréquence d'actuation est comprise entre 0.1Hz et 6Hz.

3.2.2 Analyse de la forme de filament

Afin d'analyser la dynamique des filaments, nous devons transformer l'image reconstruite en une représentation filaire. La détection du filament dans l'image est faite simplement pas segmentation sur les niveaux du gris, conduisant à une image binaire. Pour éviter le fractionnement du filament (fig. 3.10.b), on effectue au préalable un lissage de l'image. L'image binaire obtenue est affinée par squelettisation pour obtenir un « fil »de largeur un pixel. Ces coordonnées sont ensuite extraites sous forme de fichier texte.

Les points x,y,z du filament sont calculés à partir de la mesure sur l'image projetée (x et y) et de l'angle d'inclinaison en supposant que le filament reste dans le plan défini par le champ. Pour la suite de l'analyse il est important

5. Un tableau avec les valeurs pour différentes expériences et donc différentes longueurs de filament est fourni en annexe.



(a) (b)

FIGURE 3.9 – Composantes de champ pour le battement planaire symétrique. (a). La composante en Z tient le fleximag debout, celle en Y l'incline et la composante en X le fait battre en oscillant entre les deux positions indiquées par les traits pointillés. (b). Variation temporelle des composantes de champ.

de pouvoir définir proprement la tangente au filament. Afin de s'affranchir de la pixelisation, la forme détectée est ajustée par un polynôme de degré 5 :

$$y_f = w_0 + w_1 x_f + w_2 x_f^2 + ... \tag{3.9}$$

Un exemple d'ajustement des formes de filament par des polynômes est montré sur la figure 3.13.

A partir de cet ajustement polynomial, on définit une abscisse curviligne s telle que :

$$ds = \sqrt{dy^2 + dx^2} = dx\sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2} \tag{3.10}$$

Nous calculons la tangente à partir des formes lissées entre deux points de la position du filament (fig.3.11). Ensuite la longueur du filament est calculée entre deux points de la position du filament pas à pas à partir de la tangente du point d'avant. Nous calculons l'angle entre les positions du filament et la direction du champ magnétique pour quantifier le retard du filament par rapport au champ [6]. Selon les notations de fig.3.11 nous aurons :

$$\phi = \arcsin \frac{B_x \tan\phi - B_y}{\sqrt{B_x^2 + B_y^2}\sqrt{1 + \tan\phi^2}} \tag{3.11}$$

6. Pour connaître la valeur des trois composantes du champ à chaque pas de temps nous les encodons dans les six premiers pixels de chaque image lors de l'acquisition de l'image par Labview.



(a) Reconstruction d'un filament de longueur 226μm



(b) Seuillage de l'image (a)



(c) La même image après lissage sur un voisinage 3×3



(d) Seuillage de l'image (c)

FIGURE 3.10 – Traitement d'images

3.2.3 Résultats et discussion

La forme du filament au cours d'un cycle de battement, à basse fréquence, est représentée sur la fig. 3.14. Pour analyser ce mouvement il faut avoir à l'esprit que le filament est mis en mouvement par un couple réparti, résultant d'un alignement local du filament par rapport au champ magnétique. C'est l'extrémité libre du filament qui suit d'abord le champ, entraînant ensuite le reste du filament dans son mouvement. L'orientation relative du champ magnétique et de l'extrémité du filament est explicitée sur la fig. 3.15. On notera que le déphasage entre le champ et l'orientation de l'extrémité du filament varie de manière presque linéaire pendant la moitié d'un cycle. Ce déphasage coïncide en amplitude avec la vitesse de variation de la composante fluctuante du champ magnétique. En effet, à tout instant il y a équilibre entre

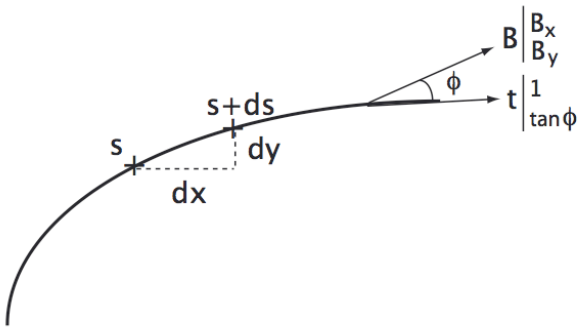


FIGURE 3.11 – Calcul de l'abscisse curviligne et définition de l'angle entre l'extrémité libre du fleximag et la direction du champ magnétique.

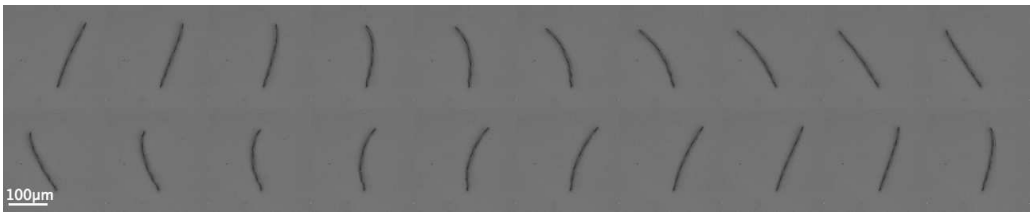


FIGURE 3.12 – Les positions consécutives d'un filament en battement symétrique à 0.1Hz durant une période après la reconstruction plan par plan.

le couple moteur, proportionnel au sinus du déphasage champ/filament et le couple visqueux qui varie comme la vitesse angulaire du filament.

Sur la figure (3.16) sont représentées les projections des formes du filament en fonction de fréquence. On y observe clairement la diminution de la longueur mobile du filament avec l'augmentation de la fréquence. A petite fréquence, l'ensemble de la longueur du filament suit la direction du champ, et la déformation est repartie sur toute la longueur. La longueur mobile se réduit lorsque la fréquence est augmentée.

Une première analyse simple consiste à mesurer l'amplitude du mouvement définie comme la distance A (fig.3.16) entre les positions extrêmes de deux bouts du fleximag au cours d'une période de battement. Cette amplitude de battement est mesurée en fonction de la fréquence d'actuation, en gardant constante l'excursion angulaire du champ, définie par le paramètre b_0. On voit clairement que l'amplitude du battement décroît avec l'augmentation de la

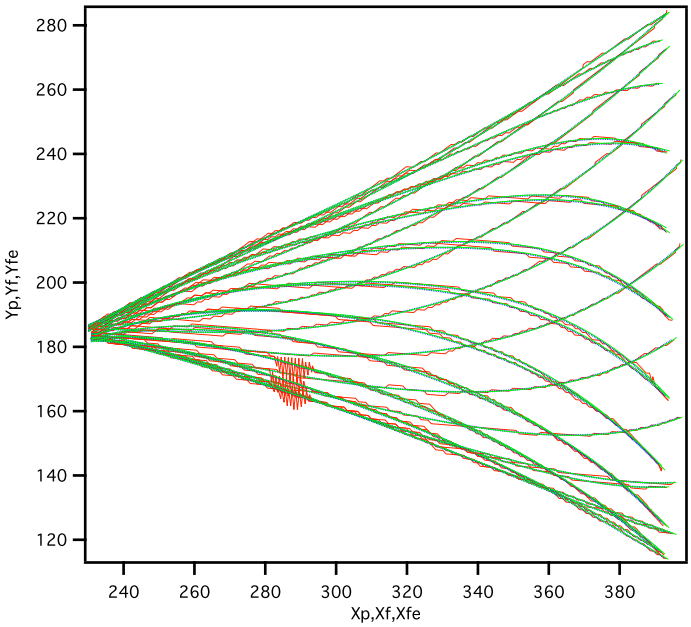


FIGURE 3.13 – Positions du filament, données brutes en rouge et formes lissées par un polynôme en vert.

fréquence (fig.3.18). Une analyse dimensionnelle explique qualitativement ces observations.

Le couple magnétique qui met en mouvement un filament croît proportionnellement à la longueur, $L = 2Na$ (où N est le nombre de particules) et au couple magnétique local τ_m exercé sur une paire de particules :

$$\Gamma_m = N\tau_m \tag{3.12}$$

où τ_m s'écrit :

$$\tau_m = \frac{a^2 B^2}{6\mu_0}\chi_e \sin(2\alpha) \tag{3.13}$$

où a est le rayon des particules constituant les filaments, α l'angle entre la direction du champ et l'axe local du filament et χ_e est la susceptibilité effective (voir chapitre 2. section 2.1.4).

Ce couple magnétique doit vaincre le couple visqueux exercé par le fluide environnant et le couple élastique dû à l'élasticité de l'agent pontant.

Le couple visqueux pour un bâtonnet rigide en rotation avec une vitesse angulaire ω dans un milieu d'une viscosité η s'écrit :

$$\Gamma_v \sim \eta\omega L^3 \tag{3.14}$$

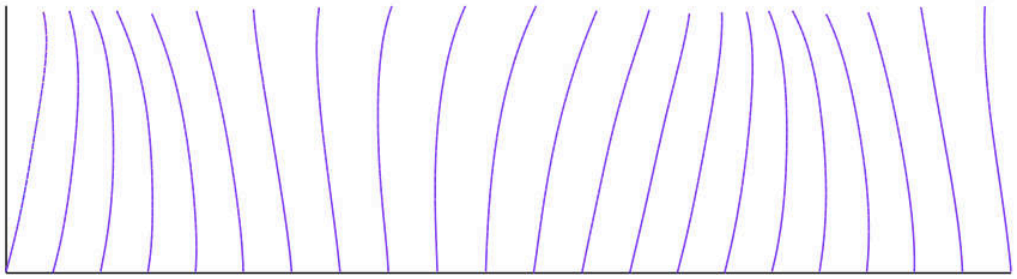
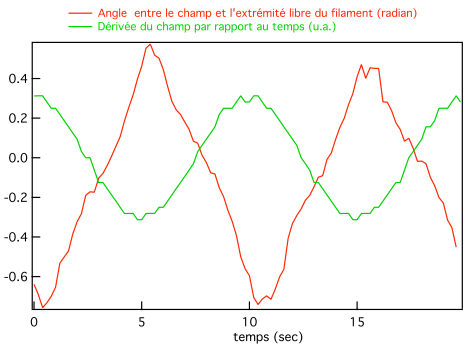
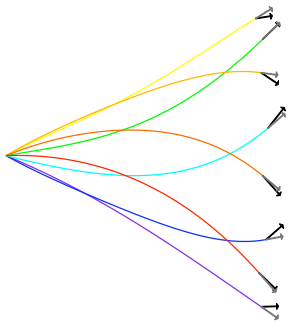


FIGURE 3.14 – Formes du filament sous un battement symétrique, longueur du filament 226μm. M_a=8.35, f=0.1Hz.



(a)



(b)

FIGURE 3.15 – (a). Relation entre l'orientation du champ magnétique et celle du filament. Longueur du filament 226μm. M_a=8.35, f=0.1Hz. (b). La direction de l'extrémité du filament est représentée avec les flèches en gris et celle du champ en noir.

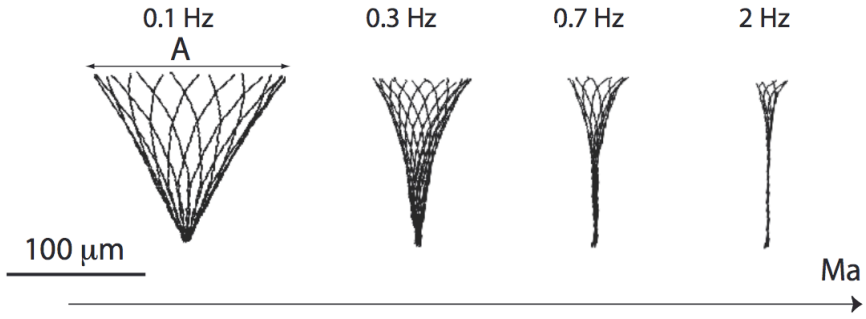


FIGURE 3.16 – Formes du filament lors du battement symétrique en fonction de la fréquence.

Le rapport entre le couple visqueux et le couple magnétique est un nombre sans dimension appelé nombre de Mason [7] :

$$M_a = \frac{\eta\omega L^2\mu_0}{a^2B^2\chi_e^2} \tag{3.15}$$

D'autre part, pour courber le filament avec un rayon de courbure comparable à L il faut exercer un couple élastique $\Gamma_e \sim \kappa/L$, où κ est le coefficient de flexion.

En comparant le couple élastique avec le couple magnétique on obtient un deuxième nombre sans dimension, le nombre magnétoélastique qui s'écrit :

$$M_n = \frac{a^2\chi_e^2B^2L^2}{\mu_0\kappa} \tag{3.16}$$

Dans les conditions de nos expériences où κ=6.3 10^{-26} J.m et $L \sim 100\mu m$ et $B \sim 10$ mT, le nombre magnétoélastique, M_n est de l'ordre de 10^5. L'effet de l'élasticité des filaments peut donc être négligé devant le couple magnétique. La dynamique des fleximags peut être donc décrite essentiellement par un seul nombre sans dimension, le nombre de Mason.

Remarquons que le nombre de Mason peut s'écrire :

$$M_a = \left(\frac{L}{L_{mv}}\right)^2 \tag{3.17}$$

en introduisant une longueur magnéto-visqueuse L_{mv} telle que :

7. Cette appellation vient de la littérature dans le domaine des fluides magnétorhéologiques.

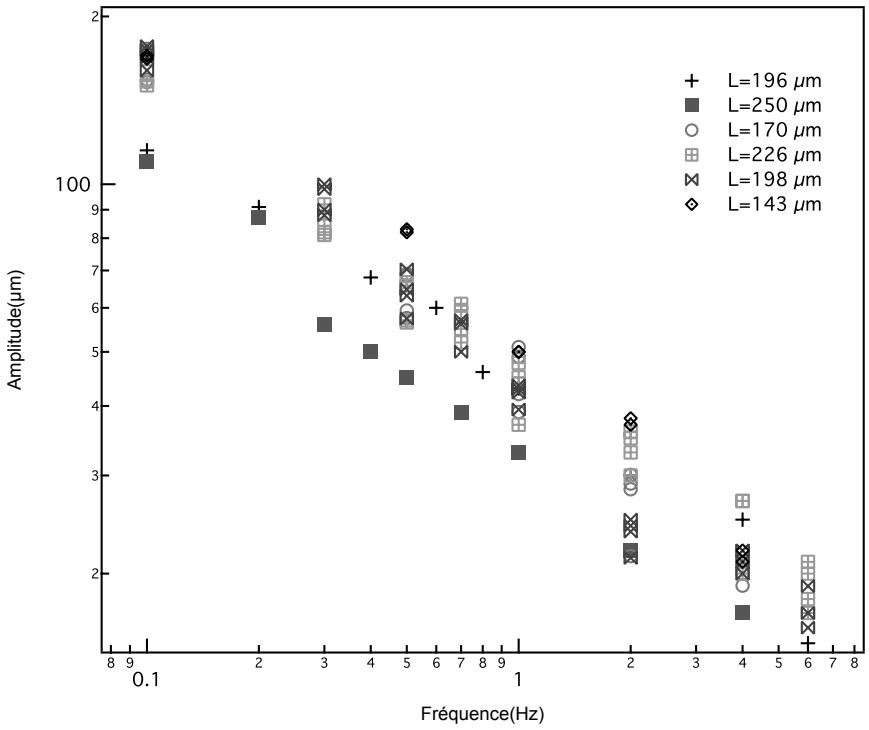


FIGURE 3.17 – Amplitude du battement symétrique planaire en fonction de fréquence de battement, pour des filament de différentes longueurs.

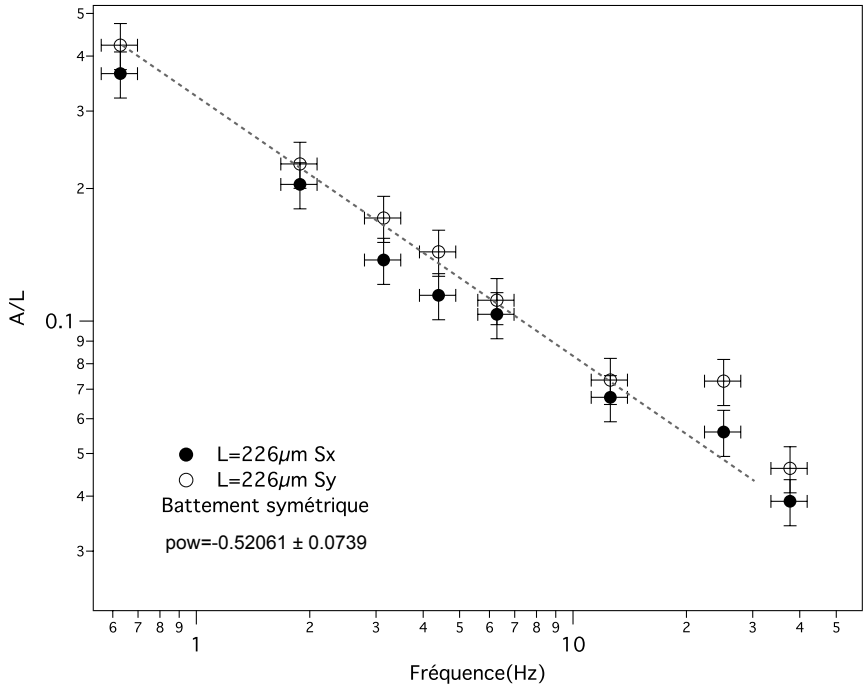


FIGURE 3.18 – Amplitude du battement symétrique planaire en fonction de fréquence de battement (amplitude normalisée par la longueur du filament). On vérifie que l'amplitude d'oscillation ne dépende pas de l'orientation du plan de battement (en x ou y), par rapport à l'axe du tube capillaire.

$$L_{mv} = \frac{aB\chi_e}{\sqrt{\eta\omega\mu_0}} \tag{3.18}$$

La longueur magnéto-visqueuse est celle pour laquelle couple visqueux et couple magnétique sont du même ordre de grandeur. Cette analyse dimensionnelle suggère que la longueur mobile du filament varie comme L_{mv} qui décroît comme $\omega^{-1/2}$ toutes choses égales par ailleurs.

A très basse fréquence lorsque L_{mv} devient plus grande que la longueur du filament, on s'attend à ce que l'amplitude ne dépende que des positions angulaires extrêmes du champ, c'est-à-dire b_0.

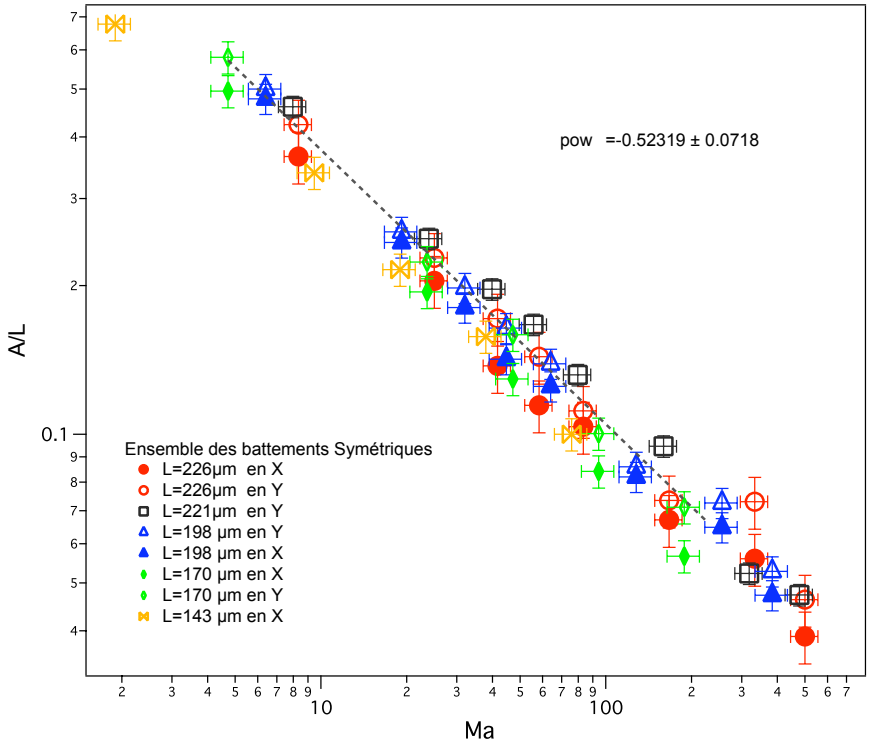


FIGURE 3.19 – Amplitude du battement symétrique normalisée par la longueur du filament en fonction du nombre de Mason pour différentes longueurs du filament.

En portant l'amplitude relative de battement A/L en fonction, non pas de la fréquence, mais du nombre de Mason, on observe que toutes les données se rassemblent sur une courbe maîtresse (fig. 3.19). De plus, cette amplitude relative suit une loi de puissance : $A/L \sim Ma^{-0.52}$ compatible sur deux décades en nombre de Mason avec l'analyse dimensionnelle. Même à la plus

basse fréquence utilisée (0.1Hz), le couple visqueux est tel que le nombre de Mason est supérieur à l'unité. De ce fait, L_{mv} reste toujours petite devant la longueur L et on n'observe pas de saturation de l'amplitude.

3.3 Battement planaire asymétrique

Afin de générer une force moyenne non nulle, les cils des micro-organismes exécutent un mouvement non réversible dans le temps. Les cils magnétiques microscopiques qui opèrent également à petit nombre de Reynolds, sont soumis aux mêmes contraintes. Nous allons voir ici comment une modification simple de la loi de commande du champ induit une asymétrie du mouvement.

3.3.1 Description du champ magnétique

La configuration des composantes du champ magnétique est identique à celle du battement planaire symétrique seule la forme de la composante de battement est modifiée. Nous avons divisé une période en deux parties, durant la première partie nous avons un mouvement rapide et durant la deuxième le mouvement est lent, le rapport entre les fréquences des deux parties s'écrit :

$$f_+(t)/f_-(t) = 10$$

Le somme des deux demi-période est égale à une période :

$$T_+ + T_- = T$$

Nous avons déformé un sinus comme indiqué sur la figure 3.20 et nous avons :

$$T_+ = \frac{1}{10}T$$

on déduit que la fréquence de la demi-période rapide est 5 fois plus grande que la fréquence totale :

$$f_+ = 5f$$

$$f_- = 0.55f$$

3.3.2 Résultats et discussion

En observant les formes du filament dans le cas du battement asymétrique (fig.3.21) on constate le même effet de réduction d'amplitude avec l'augmentation de la fréquence globale d'actuation.

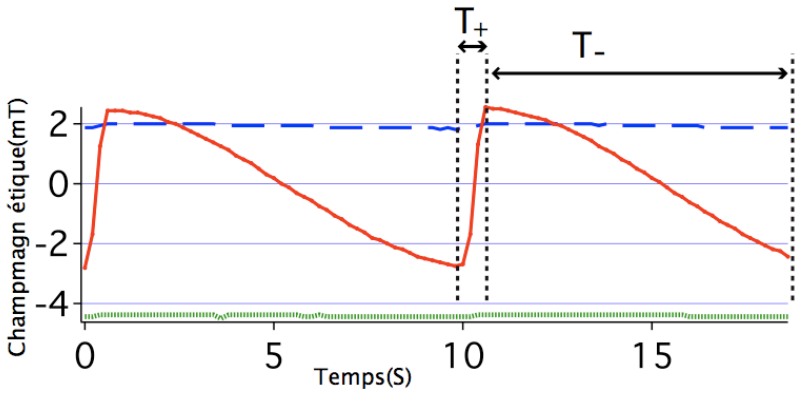


FIGURE 3.20 – Composantes de champ magnétique d'un battement planaire asymétrique. La composante oscillante (en rouge) est asymétrique : la période est divisée en deux parties, la première est 10 fois plus rapide.

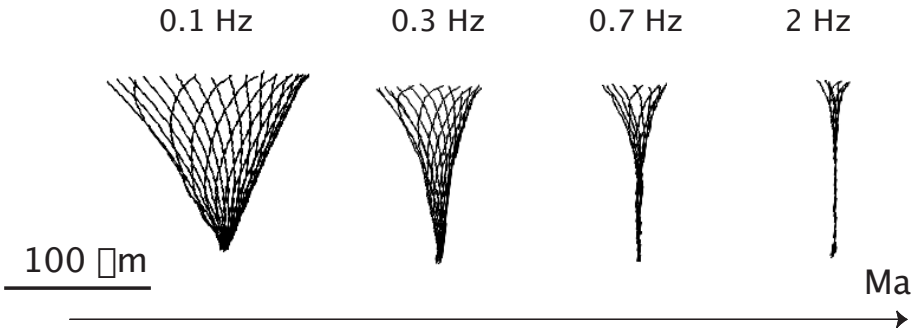


FIGURE 3.21 – Formes du filament au cours d'un cycle de battement asymétrique en fonction de la fréquence.

En regardant de plus près les formes (fig.3.22), on observe une forte déformation au niveau de la tête libre du filament pendant la demi-période rapide. Durant cette phase, L_{mv} est petite devant la longueur L, et c'est juste une fraction de toute la longueur qui arrive à suivre la direction du champ. Lorsque le champ change de direction (pendant la demi-période lente) l'autre partie du filament se met à suivre lentement la nouvelle direction du champ. Ce retard pris par le corps du filament sur le champ pendant la demi-période rapide a deux conséquences globales sur le mouvement :

– le centre de gravité du mouvement est déplacé du côté de la phase lente

– l'amplitude globale de mouvement est réduite par rapport à une sollicitation symétrique effectuée au même nombre de Mason global.

Le premier effet est mis en évidence sur la figure (3.23.(a)) sur laquelle les cinq formes représentées en vert, correspondent aux formes prises par le filament au cours de la partie rapide du battement. Lorsqu'on inverse le sens de l'asymétrie, en conservant toutes les autres conditions expérimentales (mouvement lent vers la droite ou vers la gauche) comme sur la figure (3.23.(b)) on voit clairement que l'éventail formé par les positions du filament est déplacée de côté du mouvement lent.

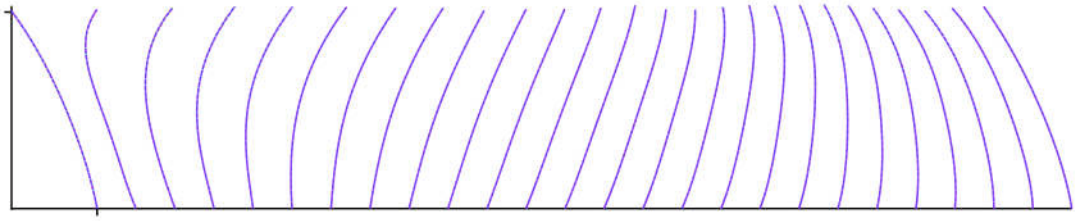
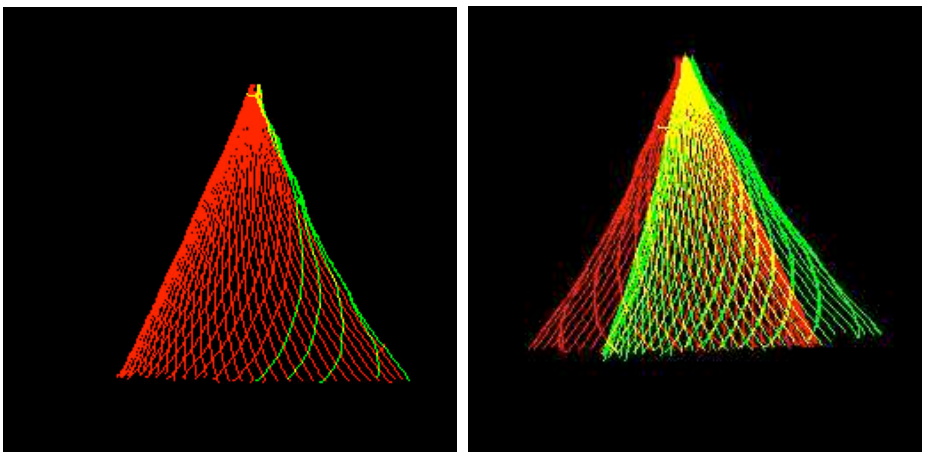


FIGURE 3.22 – Formes de filament au cours d'un cycle de battement asymétrique. Longueur du filament 226μm. M_a=8.35, f=0.1Hz

Lorsqu'on analyse l'amplitude globale de battement en fonction de la fréquence (fig. **??**), on constate exactement le même type de comportement que pour le battement symétrique : l'amplitude relative décroît comme $\omega^{-1/2}$. En effet les ingrédients physiques du problème sont toujours les mêmes et l'amplitude globale est limitée par la compétition entre le couple moteur magnétique et le couple visqueux. En portant les amplitudes relatives en fonction de nombre de Mason, calculé sur la base de la fréquence lente, on observe la même variation en $Ma^{-1/2}$ sur la courbe maîtresse (fig. 3.24).

En revanche si on compare les amplitudes relatives dans les cas symétriques ($A/L_{sym} = K_{sym}Ma^{-1/2}$) et asymétriques ($A/L_{asym} = K_{asym}Ma^{-1/2}$) en faisant le rapport des coefficients K_{sym} et K_{asym} donnant l'évolution avec le nombre de Mason, on voit que l'amplitude de battement asymétrique est systématiquement moins grande de 30 % (tableau 3.1). Cette réduction d'amplitude est liée au retard pris par le filament durant la phase rapide : le filament ne peut pas suivre complètement le champ magnétique dans son excursion angulaire. Cet effet de réduction d'amplitude est également illustré sur la fig.3.25 ; où on porte tous les points expérimentaux donnant l'amplitude relative A/L, renormalisée par les coefficients K_{sym} et K_{asym}, ce qui permet



(a) (b)

FIGURE 3.23 – Battement asymétrique planaire. (a). superposition de la phase rapide (en vert) et de la phase lente (en rouge). (b). superposition de deux battements asymétriques identiques : en vert, le mouvement lent vers la droite, en rouge mouvement lent vers la gauche.

de s'affranchir de fluctuations observées lorsqu'on passe d'une expérience à l'autre.

Longueur	K_{sym}	K_{asym}	K_{sym}/K_{asym}
L=170μm (y)	1.20	0.87	0.72
L=170μm (x)	1.03	0.76	0.74
L=226μm(x)	1.00	0.75	0.75
L=226μm (y)	1.17	0.84	0.72
L=198μm (x)	1.12	0.80	0.71
L=198μm (y)	1.19	0.86	0.72
L=250μm (x)	0.77	0.53	0.69
L=221μm (y)	1.26	0.89	0.71
		moyenne	0.72
		dev standard	0.02

TABLE 3.1 – Coefficients des ajustements en $Ma^{-1/2}$ des amplitudes relatives pour les différentes expériences en battement symétrique et asymétrique.

L'équilibre couple moteur/couple visqueux conduit à l'introduction d'une longueur magnétovisqueuse qui fixe à la fois l'amplitude du mouvement et la longueur de la zone mobile. La dépendance de cette longueur magnéto-

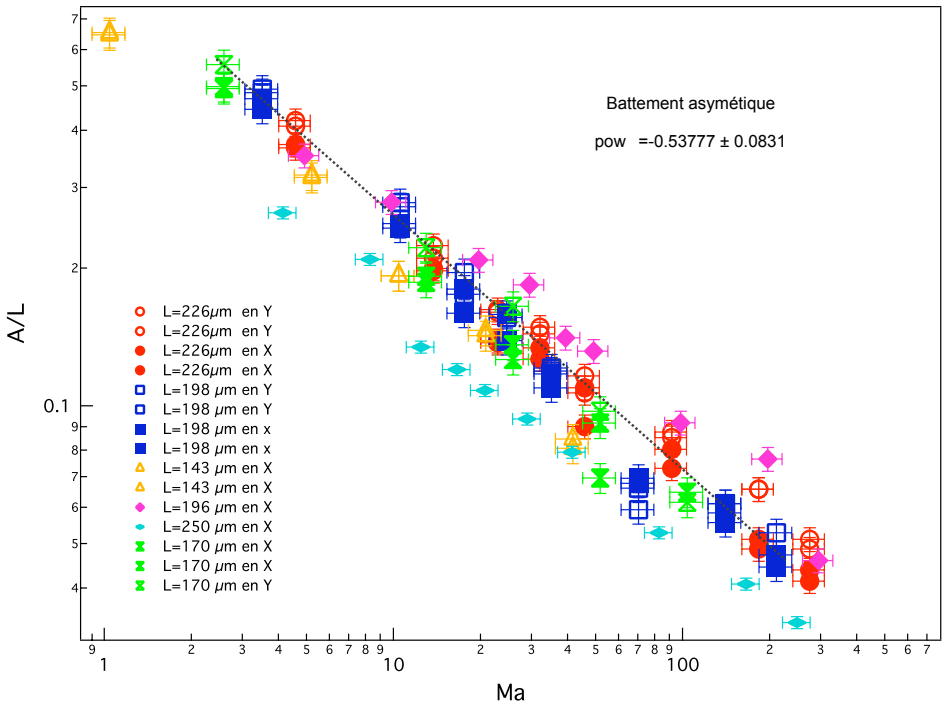


FIGURE 3.24 – Battement planaire asymétrique. Amplitude relative en fonction de nombre de Mason pour différentes longueurs de filament.

visqueuse avec la fréquence d'actuation a une conséquence très importante sur la cinématique des fleximags : en rendant la commande de champ asymétrique dans le temps, avec une phase lente et une phase rapide, on induit une asymétrie de forme au cours du cycle de battement. Cette brisure de symétrie devrait donc se traduire par l'existence d'une force moyenne non nulle et par la génération d'un écoulement moyen. C'est ce que nous essaierons de vérifier dans le chapitre suivant.

3.4 Rotation d'un fleximag autour d'un axe vertical

Le mouvement des cils naturels est en général tridimensionnel, les cils embryonnaires nodaux en particulier, ont un mouvement de rotation. Nous allons donc commencer à explorer le mouvement tridimensionnel des cils magnétiques artificiels par la rotation autour d'un axe perpendiculaire au plan d'ancrage.

3.4.1 Description du champ magnétique

Pour obtenir un champ magnétique en rotation autour d'un axe perpendiculaire à la surface, la composante en Z est maintenue constante, tandis que les deux composantes X et Y ont une forme sinusoïdale et sont en quadrature.

La composante Z constante s'écrit : $B_z = b_0 B_{tot}$

Les deux composantes X et Y s'écrivent :

$$B_x = c_0 B_{tot} \cos(\omega t)$$

$$B_y = c_0 B_{tot} \cos(\omega t + \pi/2)$$

Contrairement aux expériences de battement planaire, nous n'avons pas systématiquement enregistré des images de filaments en rotation à différentes altitudes par rapport au plan d'ancrage. Nous avons essentiellement visualisé le mouvement de l'extrémité libre des filaments, le microscope étant focalisé sur cette extrémité libre.

Sur la figure (fig.3.27) on voit l'extrémité libre du filament qui suit la direction du champ en rotation. Le filament adopte une forme hélicoïdale invariante au cours du temps : le filament suit en « bloc »le champ avec un retard de phase et une forme qui s'ajustent de telle manière que le couple moteur et le couple visqueux soient toujours équilibrés.

De la même manière que pour le battement planaire, nous avons analysé l'évolution de l'amplitude de mouvement en faisant varier la longueur des filaments et la fréquence d'actuation. On voit très clairement sur la figure (3.29), où la fréquence varie d'un facteur 6, que l'augmentation de la fréquence de rotation s'accompagne d'une diminution de l'amplitude de mouvement : l'extrémité libre du filament se rapproche de l'axe de rotation alors que le champ magnétique tourne toujours sur un cône d'angle au sommet fixe.

Pour quantifier ces observations, on ajuste un cercle sur la trajectoire de l'extrémité libre (fig. 3.30) et on mesure le rayon R de cercle. La figure (3.31) montre l'évolution avec la fréquence de ce rayon R, normalisée par l'amplitude maximale accessible $L \sin\theta$, amplitude qui serait atteinte si le filament restait rectiligne et suivait parfaitement l'orientation du champ magnétique. L'analyse dimensionnelle faite pour le battement planaire reste valide. Elle suggère donc également que la longueur mobile du filament varie comme la longueur magnétovisqueuse $L_{mv} \propto \omega^{-1/2}$. Ceci, couplé à l'orientation du champ sur un cône d'angle θ conduit à un rayon de mouvement de la tête qui varie comme $R \propto L_{mv} \sin\theta$. Donc, on attend que l'amplitude relative de mouvement varie comme :

$$\frac{R}{L\sin\theta} \propto \frac{L_{mv}}{L} \propto Ma^{-1/2} \tag{3.19}$$

C'est ce qui effectivement observé lorsqu'on porte les données expérimentales dans ces variables réduites (fig. 3.32).

Dans la gamme de paramètres que nous avons explorée, la forme du filament s'ajuste, essentiellement en diminuant la longueur mobile, de manière à produire une rotation synchrone avec le champ. Il faut noter toutefois que ce n'est pas toujours le cas avec des objets magnétiques placés dans un champ tournant.

Nous avons par exemple réalisé des expériences avec des filaments très rigides, de longueur variant entre une dizaine et une centaine de microns. Cette expérience est illustrée sur la figure (3.33) où l'on voit : (a) l'image instantanée des filaments, (b) la superposition de leur position au cours du temps et (c) la position angulaire de trois de ces filaments au cours du temps. Le plus court de ces filaments ($L = 17\mu$m) tourne de manière synchrone avec le champ. Celui de longueur intermédiaire ($L = 48\mu$m) a un retard de phase qui augmente jusqu'« échapper »au champ lorsque ce retard devient trop grand. Enfin, le plus long ($L = 104\mu$m) ne fait qu'osciller autour de sa position d'équilibre. Cette expérience est rapprochée de celle réalisée par *Helgesen et al. 1990*[24] sur la dynamique d'une "haltère"superparamagnétique en champ tournant. Pour un objet indéformable, l'augmentation de friction visqueuse (via la taille ou la fréquence de rotation) se traduit par un déphasage de plus en plus grand par rapport au champ et inéluctablement par une dynamique complexe avec des sauts de phase soudains.

Ceci ne se produit pas avec nos filaments parce que leur grande flexibilité leur permet de réduire leur traînée visqueuse et de rester en régime de rotation synchrone.

Enfin, notons que pour des filaments très longs, ayant adopté une forme d'épingle lors de leur élaboration, une dynamique plus complexe peut apparaître comme illustrée sur la fig. 3.34. On voit sur ces images que l'extrémité libre exécute un mouvement qui n'est pas synchrone avec le champ, alors que dans la même expérience un filament beaucoup plus court tourne lui en phase avec le champ.

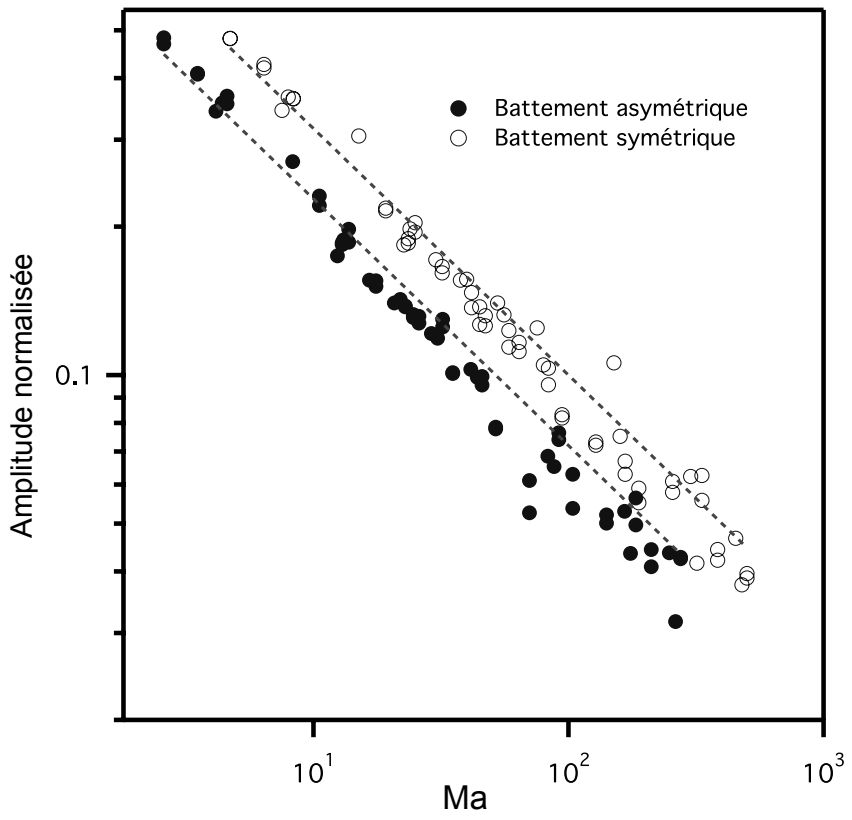


FIGURE 3.25 – Amplitudes de battements symétriques et asymétriques normalisées par la longueur et le coefficient du fit en loi de puissance du battement symétrique. Fit en loi de puissance -1/2. Le décalage entre les points vides et pleins correspond à la réduction de l'amplitude du battement asymétrique.

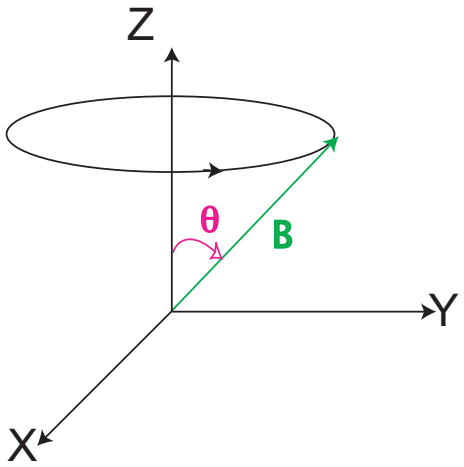


FIGURE 3.26 – Description du champ magnétique en rotation sur un cône autour de l'axe Z.

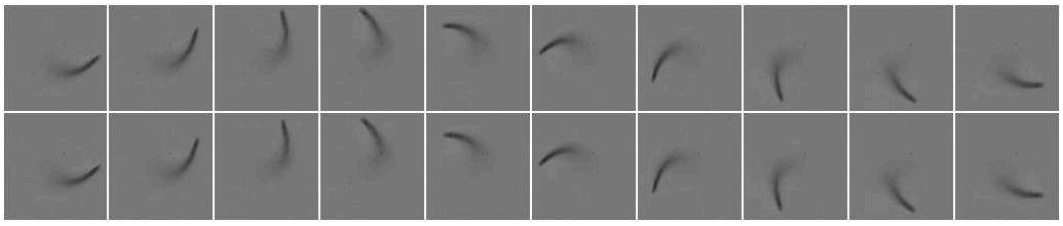


FIGURE 3.27 – Positions successives de l'extrémité du filament suivant le champ en rotation durant un cycle.

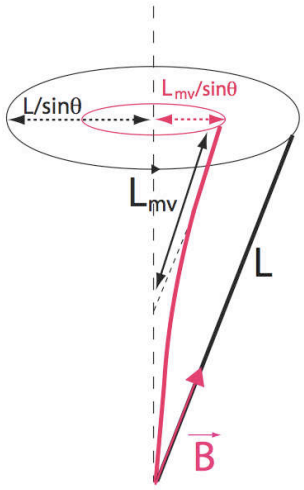


FIGURE 3.28 – Schéma décrivant la longueur mobile (indiquée L_{mv}) du finalement en rotation au tour de l'axe.

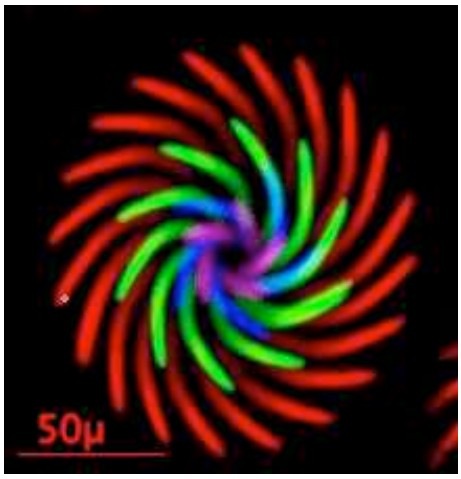


FIGURE 3.29 – Superposition des positions successives de l'extrémité libre du filament en rotation autour de l'axe vertical, au cours d'une période et à plusieurs fréquences, code couleur : rouge, 1Hz, vert : 2Hz, bleu : 4HZ, rose ; 6 hz

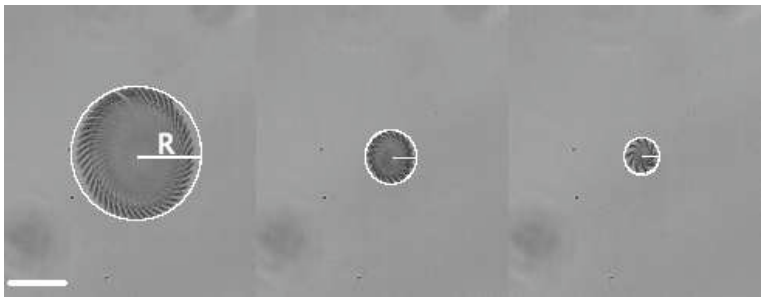


FIGURE 3.30 – Mesure d'amplitude du mouvement : les positions consécutives de l'extrémité libre du filament sont projetées dans le temps.

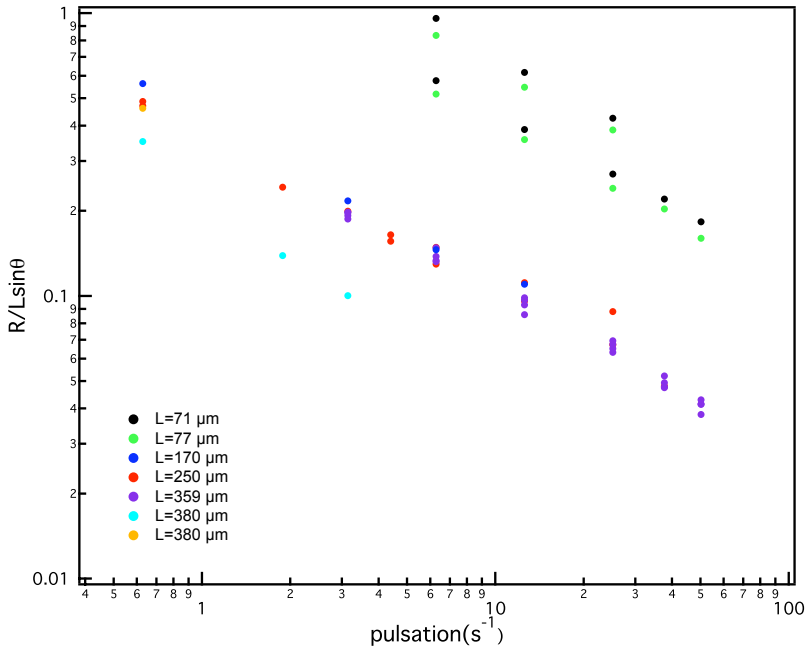


FIGURE 3.31 – Amplitude du mouvement normalisée par longueur et angle pour la rotation autour de l'axe Z en fonction de la pulsation.

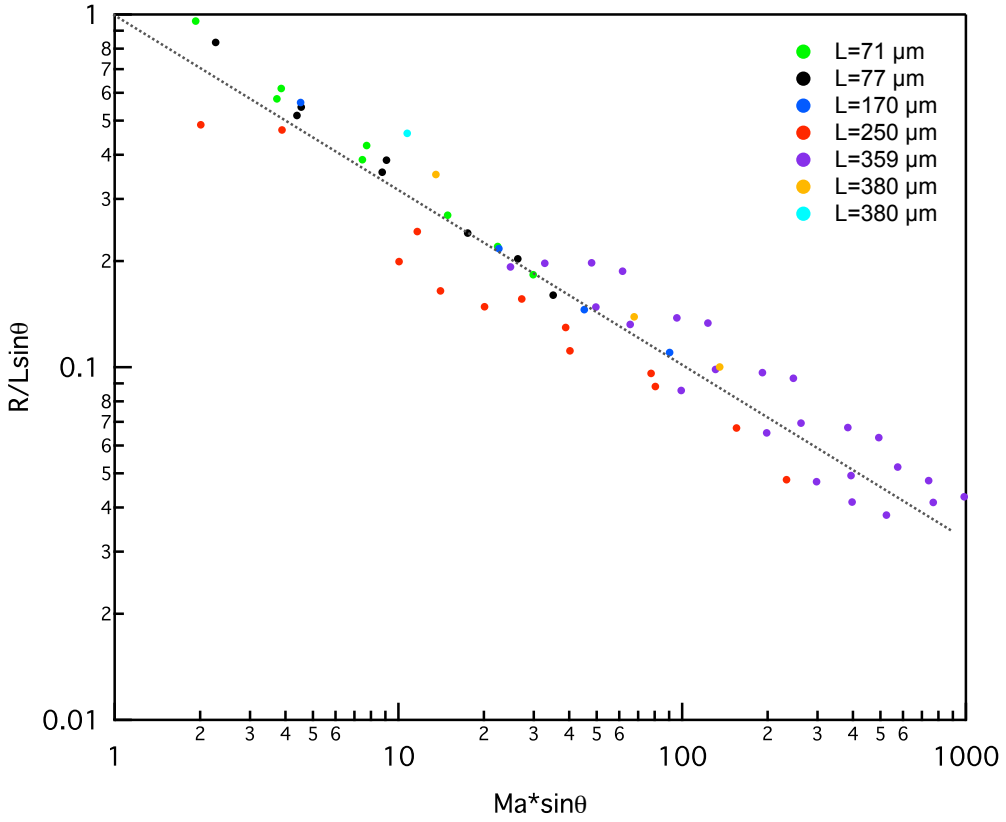
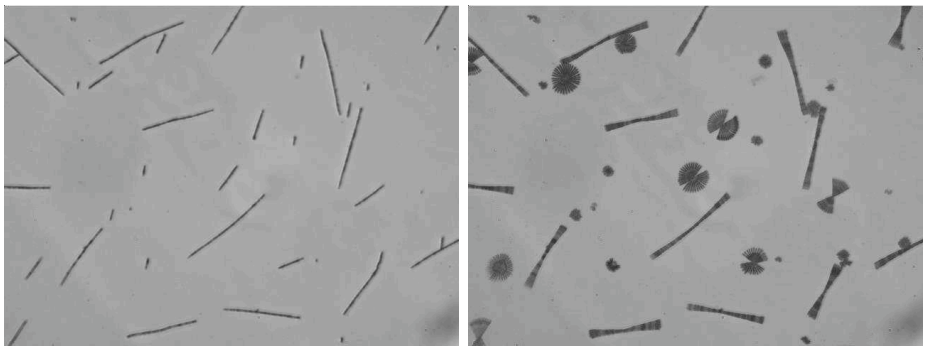
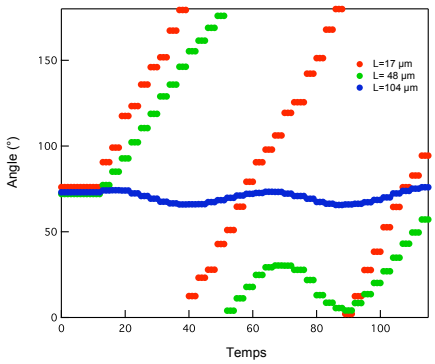


FIGURE 3.32 – Amplitude du mouvement normalisée par longueur et angle pour la rotation autour de l'axe Z en fonction de nombre de Mason normalisé par la sinus de l'angle.

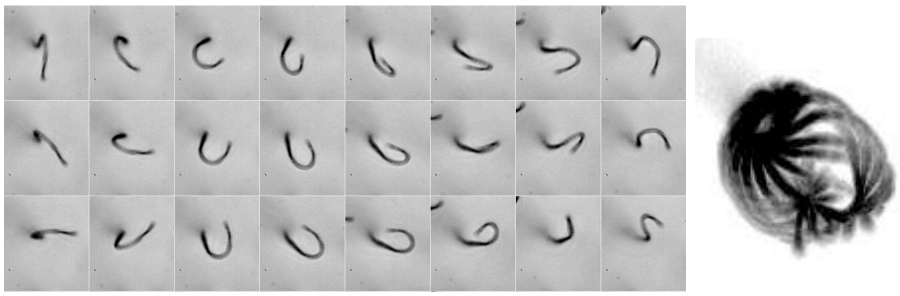


(a) (b)



(c)

FIGURE 3.33 – (a). Filaments très rigides soumis à un champ tournant. (b) superposition des positions dans le temps. (c) positions angulaires en fonction du temps de trois filaments de longueur de 14, 48 et 104 μm.



(a) (b)

FIGURE 3.34 – (a) Positions successives d'un long filament en forme d'épingle soumis à un champ tournant. (b) Superposition des formes du filament pendant une période.

3.5 Rotation asymétrique

Nous avons mentionné auparavant que le battement d'un cil naturel est un mouvement asymétrique tridimensionnel (fig.3.1). Pour nous rapprocher de ce mouvement tridimensionnel et toujours en essayant de garder une commande simple du champ magnétique, nous avons analysé une situation où on brise la symétrie de révolution par rapport à l'axe normal au plan d'ancrage en modulant la vitesse de rotation du champ magnétique.

3.5.1 description du champ magnétique

Cette configuration du champ est différente en un seul point avec celle de rotation autour de l'axe vertical : les deux composantes horizontales en quadrature ont des formes asymétriques comme celles du battement planaire asymétrique. Cela conduit à un champ magnétique tournant sur un cône vertical dont la vitesse est variable au cours d'une période de révolution (fig. 3.35). Nous avons choisi, comme dans le battement planaire, d'imposer une asymétrie des fréquences d'actuation ω_+/ω_- dans un rapport 10.

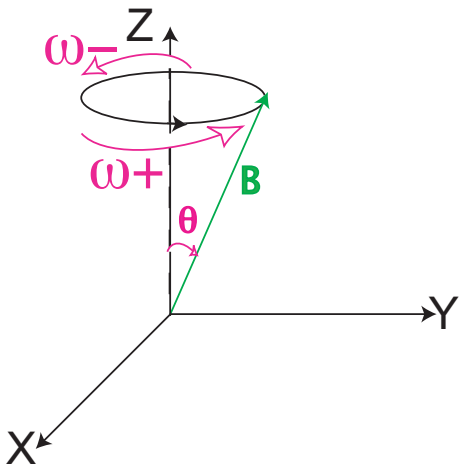
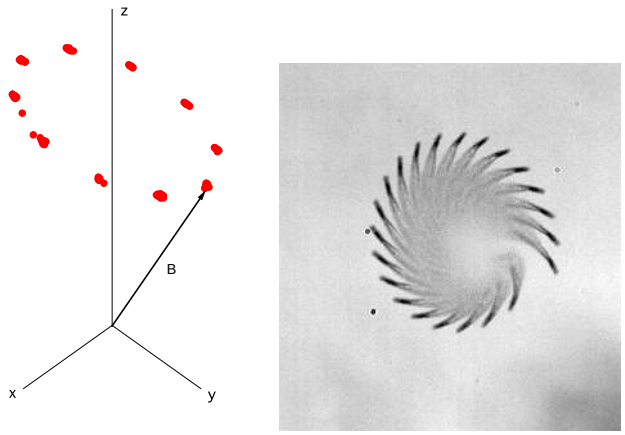


FIGURE 3.35 – Un cycle est divisé en deux phases, avec deux vitesses de rotation ω_+ et ω_-.

Pour mieux comprendre l'effet de cette asymétrie de rotation sur la dynamique du fleximag, il est utile d'observer la transition d'un régime de rotation à vitesse constante vers la rotaion à deux vitesses. On part d'une situation de rotation à vitesse constante, telle qu'elle a été décrite précédemment (fig. 3.36). Ici la longueur du filament est L=380μm et le nombre de Mason calculé

avec la fréquence globale d'actuation à 0.1 Hz est $Ma = 11.4$. Ce nombre de Mason étant déjà relativement grand, la longueur magnétovisqueuse est plus petite que la longueur du filament et l'excursion de la tête du filament est plus petite que si le filament suivait intégralement le champ sur un cône d'angle θ.



(a) (b)

FIGURE 3.36 – (a) Positions de l'extrémité de vecteur de champ, pour une rotation à vitesse constante autour de l'axe Z. (b) Projection des positions de l'extrémité libre du filament dans une première phase où il est en rotation à vitesse constante autour de l'axe Z.

Lorsqu'on commute la commande du champ vers la rotation à deux vitesses, on observe le basculement de la tête du filament vers une orbite très excentrée par rapport au point d'ancrage (fig. 3.37.(c)). Ce déplacement se fait vers le côté où le champ tourne lentement.

Une fois la transition effectuée, la tête du filament suit une orbite compliquée qui n'est clairement plus symétrique (fig. 3.37.(c)). Pour comprendre le trajectoire du filament pendant une période, on peut d'abord vérifier le champ. Les composantes X et Y du champ magnétique sont représentées sur la figure (3.37.(a)) en fonction du temps et sur (3.37.(b)) l'une en fonction de l'autre. L'ellipse noire montre la trajectoire suivie par l'extrémité du vecteur **B**. Il n'y a pas de points dans la partie haute de l'ellipse, qui correspond à la phase rapide, parce que la fréquence d'acquisition des images est trop petite.

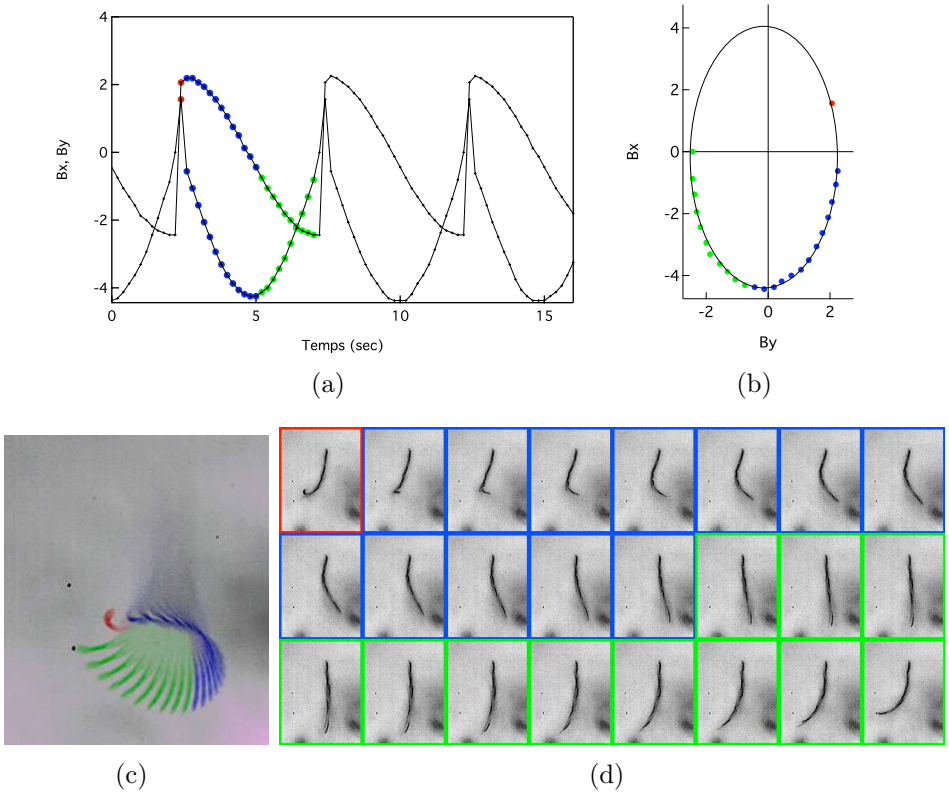
Le trajectoire du filament peut être décomposé en trois parties : pendant la phase rapide, en rouge sur la figure, la longueur mobile du filament est petite, le filament se déplace peu ; au début de la phase lente, le filament est

très courbé et ne se trouve ni dans la position ni avec la forme qu'il aurait si sa rotation s'était effectuée à la vitesse de la phase lente. Il "coupe" alors la trajectoire en relaxant la déformation emmagasinée dans la partie rapide (en bleu sur la figure 3.37). Il ne rejoint la trajectoire de rotation à vitesse lente que dans la partie verte de cette même figure (voir aussi la figure 3.37 où les trajectoires à vitesse de rotation constante et à deux vitesses ont été recalées) alors que plus de la moitié de la phase lente s'est déjà écoulée. La forme du filament pendant une période complète a été reconstruite dans la figure 3.37.(d)).

On peut alors comprendre ce qui se passe pendant le changement de mode d'actuation : à chaque partie rapide le filament effectue un mouvement d'amplitude bien plus petite que ce qui se passe dans la demi-période correspondante de la rotation à vitesse constante (voir figure 3.40). Ainsi à chaque début de partie lente, il est un peu plus bas et la partie lente l'incline un peu plus.

Cependant, comme on le voit sur la figure (3.38.(c)) que l'inclinaison se stabilise à une certaine valeur. La distance entre le point d'ancrage et la position moyenne du filament projetée dans le plan d'observation est environ 90μm ce qui n'est pas compatible avec une situation où le filament est globalement aligné avec le champ magnétique (on aurait alors une distance égale à $380\mu m \times sin(\theta) = 190\mu m$). Il faut garder à l'esprit, les résultats de la figure (3.38.(b))sur laquelle seule la fréquence générale a été modifiée. Dans cette figure les trajectoires des extrémités du filament sont représentées et la couleur code la fréquence globale. Le point d'ancrage est en noir. Cette figure met en évidence que l'inclinaison ne dépend pas de la fréquence. Les effets visqueux ne sont donc pas directement responsables de l'angle final d'inclinaison. Nous n'avons pas d'explication pour l'angle d'inclinaison final. Des expériences complémentaires sont nécessaires pour comprendre cet effet.

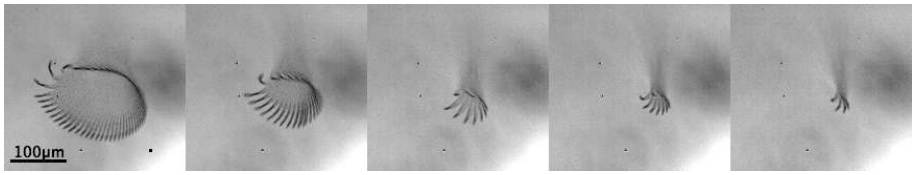
Ainsi, on voit que la combinaison de la modulation de la vitesse de rotation et la dépendance de la longueur mobile avec la longueur magnétovisqueuse conduit à une brisure de la symétrie du mouvement. Une telle brisure de symétrie ne se produirait pas avec un objet rigide.



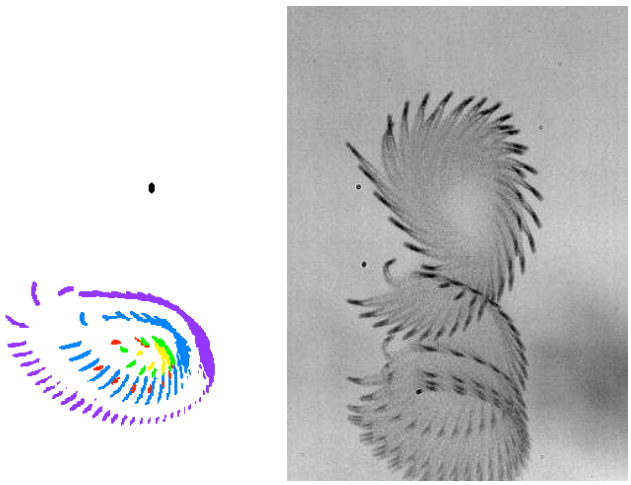
(a) (b)

(c) (d)

FIGURE 3.37 – Trajectoire de l'extrémité libre du filament soumis à un champ magnétique tournant sur un cône vertical avec deux vitesses de rotation. (a) Compsantes horizontales du champ en fonction du temps. La composante verticale est constante. By (respectivement Bx) est un sinus (respectivement cosinus) déformé avec une partie dix fois plus rapide que l'autre. (b) Direction du champ magnétique dans le plan horizontal. La partie basse est décrite à vitesse lente alors que la partie haute l'est à vitese rapide. L'échantillonnage temporel conduit à ne voir qu'un point dans la partie rapide mais le champ décrit l'ellipse noire. (c) Superposition de l'extrémité libre du filament pendant une période. (d) Reconstruction de la forme du filament pendant une période. Dans ces quatre figures, le code couleur correspond au découpage du mouvement en trois phases : une phase rapide (en rouge), une phase de relaxation (en bleu) et une phase où le filament "rattrape" le champ (bleu). Comme on le voit sur les figures (a) et (b) la phase lente est constituée par les phase bleue et verte.

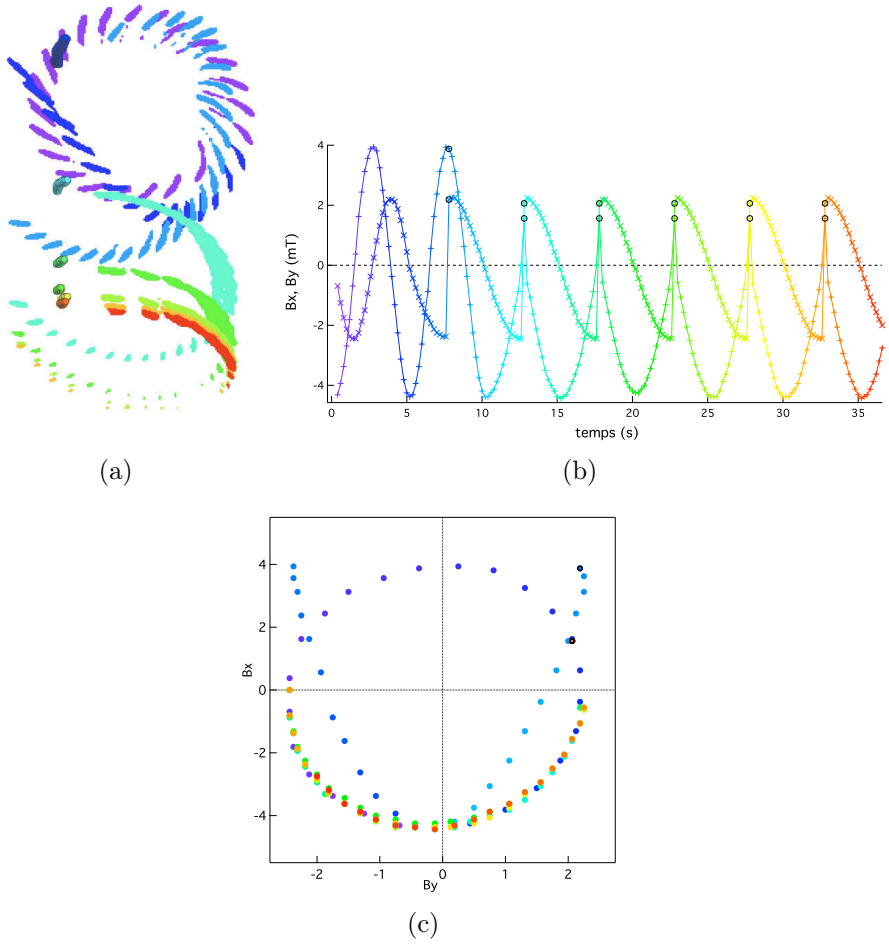


(a)



(b) (c)

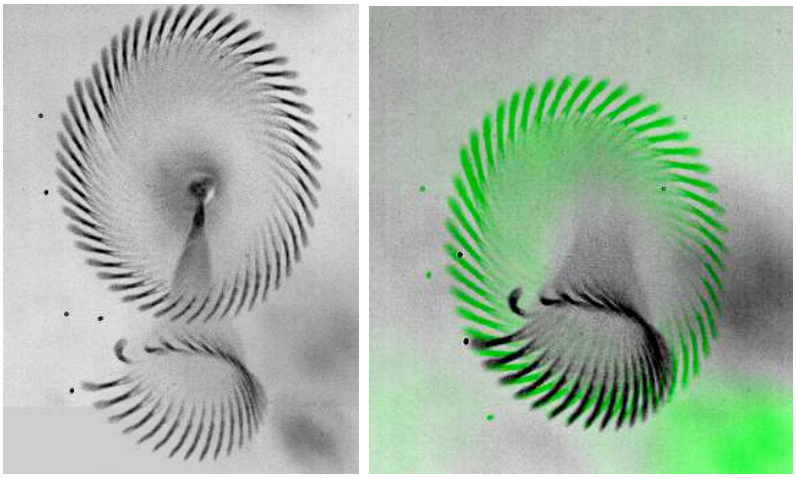
FIGURE 3.38 – (a).Projection de l'extrémité libre du filament L=380μm, la fréquence globale varie entre 0.1Hz et 1Hz de gauche à droite. (b)



(a) (b)

(c)

FIGURE 3.39 – (a). Image reconstruite de la trajectoire du filament pendant le changement de mode d'actuation. (b). Composantes horizontales du champ magnétique en fonction du temps et (c). l'une de l'autre. Le temps est codé en couleurs du bleu au rouge. Initialement le champ tourne sur un cône à vitesse constante (f=0.2Hz). Les composantes du champ horizontal sont alors basculées vers une forme asymétrique. Les deux branches bleues sur la figure (c) correspondent à ce changement. Une fois la forme asymétrique du champ établie (cyan), les points correspondants à la partie rapide sont entourés en noir. Pendant la transition le filament s'incline petit à petit jusqu'à se stabiliser (figure(a)).



(a) (b)

FIGURE 3.40 – Trajectoire de l'extrémité libre du filament soumis à un champ magnétique tournant sur un cône vertical à vitesse constante (cercle, vitesse de rotation 0.1Hz) ou avec deux vitesses de rotation (ellipse déformée, fréquence globale d'actuation 0.2Hz rotation lente à 0.11 Hz). Dans l'image de gauche, les points d'ancrage coïncident, dans celle de droite les deux images ont été décalées pour faire apparaître la partie de la trajectoire où le filament suit la rotation lente.

L'asymétrie de forme de la trajectoire de la tête se maintient lorsqu'on augmente la fréquence globale de rotation (fig. 3.38), alors que son amplitude globale diminue en $Ma^{-1/2}$.

Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre différents types de mise en mouvement d'un fleximag ancré. A partir de l'actuation simple en battement planaire nous avons montré que la cinématique du filament peut être décrite par le nombre sans dimension comparant effet magnétique et visqueux appelé nombre de Mason. Quand il est mis en mouvement, le filament adopte une forme qui lui permet à chaque instant d'équilibrer effets visqueux et magnétique. La partie mobile du filament s'adapte à la longueur magnéto visqueuse L_{mv}, quand elle est plus petite que la longueur du filament ce qui est toujours le cas dans les expériences décrites dans ce manuscrit. Nous avons testé plusieurs dépendances spatiales et temporelles du champ magnétique ; nous avons montré qu'une asymétrie temporelle de 90 % dans l'aller et le retour d'un battement planaire induit une variation de 30% de l'amplitude totale

de variation. Cette faible valeur est due à la relaxation du filament après la partie rapide. Nous nous sommes aussi intéressés à des mouvements tridimensionnels ; la rotation sur un cône vertical n'induit pas d'asymétrie mais vérifie aussi la loi en $Ma^{-1/2}$ pour l'amplitude de mouvement.

Pour induire de l'asymétrie nous avons proposé une commande de champ simple : la rotation sur un cône vertical mais avec deux vitesses de rotation. Dans ce cas, le filament s'incline du côté où le champ tourne lentement. Cette brisure de symétrie résulte directement de la déformabilité du filament et de la dépendance de la longueur mobile avec la fréquence d'actuation.

Dans le chapitre suivant nous nous intéressons aux aspects dynamiques, à proprement parler, c'est-à-dire aux forces exercées par le filament et à l'écoulement qu'il provoque dans le fluide environnant.

Chapitre 4

Dynamique d'un fleximag ancré isolé

Après la description de la cinématique du filament donnée au chapitre précédent, je présente dans ce dernier chapitre les résultats sur la dynamique. Par dynamique, nous entendons la mesure des forces appliqués par le filament en mouvement sur le fluide ainsi que le flux de liquide induit par ce mouvement. Nos résultats montrent qu'une force non nulle perpendiculaire au plan d'ancrage est développée par un filament battant de façon symétrique ou asymétrique. Ils montrent aussi que l'asymétrie de l'actuation n'est pas suffisante pour développer une force et un flux significatifs parallèlement au plan d'ancrage. Nous discuterons la raison de la faiblesse de ce flux induit.

4.1 Calcul de vitesses

La première étape de la caractérisation dynamique du filament est la détermination de la vitesse en chacun de ses points. Pour mesurer la vitesse du filament, on calcule la distance parcourue par un même point du filament (défini par son abscisse curviligne) entre deux instants successifs. En connaissant le pas de temps entre les deux positions successives, on accède à la vitesse du filament . Pour réaliser cette mesure il était impératif de définir une abscisse curviligne le long du filament et de rééchantilloner les coordonnées spatiales en fonction de cette abscisse curviligne. Des exemples de calcul de vitesse sont montrés sur les fig. 4.1 et 4.2 pour le battement symétrique et sur la fig 4.3 pour le battement asymétrique.

Pour ce qui est du battement symétrique, la mesure de vitesse met clairement en évidence la localisation du mouvement lorsque la fréquence d'actuation est augmentée. Pour l'exemple à 0,1 HZ ($Ma \approx 8$), le mouvement se

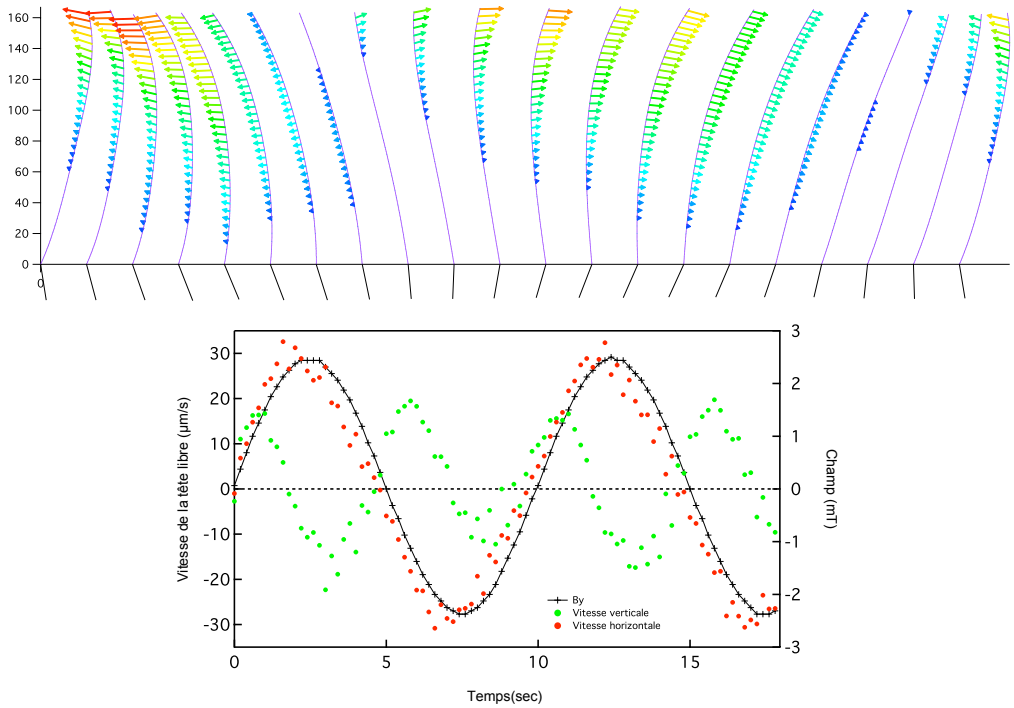


FIGURE 4.1 – Vitesse du filament entre les positions successives, les flèches indiquent la vitesse. Longueur du filament 226μm. Ma=8.3, f=0.1Hz, battement symétrique. Les traits sur l'abscisse indiquent la direction du champ correspondant à chaque position. En bas, composantes horizontale et verticale de vitesse de l'extrémité du filament en fonction du temps, avec la composante oscillante de champ magnétique.

fait sentir jusqu'à la base du filament pendant une partie du cycle. On notera également que lors de l'inversion de la rotation du champ, la tête du filament suit d'abord cette inversion du champ alors que la base du filament continue encore dans la direction opposée. On voit également nettement la progression de la déformation le long du filament en suivant au cours du temps la position où la vitesse s'annule. A une fréquence plus élevée ($Ma \approx 83$), on observe qualitativement les mêmes caractéristiques mais avec la localisation vers la tête du filament.

Pour le battement asymétrique à une fréquence globale basse ($Ma \approx 8$, fig.**??**), on observe évidemment une vitesse beaucoup plus grande dans la phase de rotation rapide du champ. Cependant la vitesse de l'extrémité,

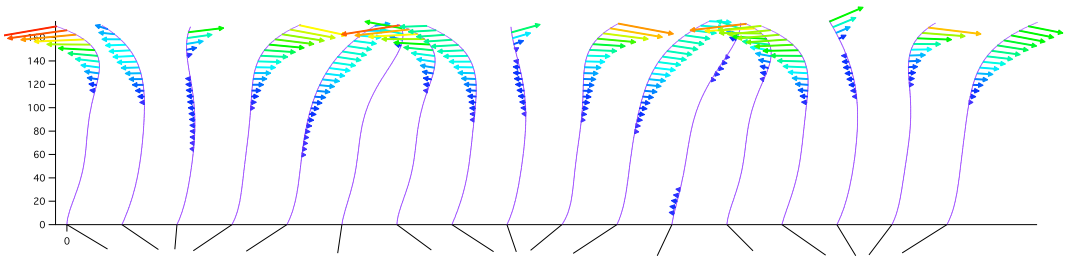


FIGURE 4.2 – Vitesse du filament entre les positions successives, les flèches indiquent la vitesse. Longueur du filament 226μm. Ma=83.35, f=1Hz, battement symétrique.

dans cette phase rapide, n'est que trois fois et demie fois plus grande que la vitesse dans la phase lente (70 μm/s au lieu de 20 μm/s) alors que la fréquence d'actuation est multipliée par 10. En conséquence, le filament accumule un retard d'orientation par rapport au champ dans la phase rapide, retard qui est comblé par une relaxation dans la première partie de la phase lente.

4.2 Force induite par un fleximag ancré

Si nous voulons utiliser les fleximags comme des micropropulseurs, nous devons quantifier les forces qu'ils exercent sur le fluide. Commençons par fixer une borne supérieure de ces forces : avec une longueur $L = 100\mu$m, une fréquence d'actuation ω de 0,1 Hz dans l'eau correspond à une force d'ordre $\eta L^2 \omega \approx 1$ pN. Ce type de force pourrait être mesuré avec des pinces optiques, mais dans notre expérience où les filament sont ancrés, il faut trouver d'autres stratégies. Dans la mesure où la cinématique complète du filament est connue, nous pourrions potentiellement remonter à la distribution de force le long du filament en résolvant numériquement l'équation de Stokes avec les conditions aux limites correspondant au mouvement du filament. Cette procédure serait très lourde et peu intéressante d'un point de vue physique. Heureusement, dans le cas d'un objet de très grand rapport aspect (ici $L/a > 100$), nous pouvons utiliser l'approximation des corps élancés et écrire la force totale sur le filament comme une intégrale sur l'abscisse curviligne :

$$\mathbf{F} = \int_0^L \mathbf{f}(s)ds = \int_0^L \mathbf{R}(s)\mathbf{v}(s)ds \tag{4.1}$$

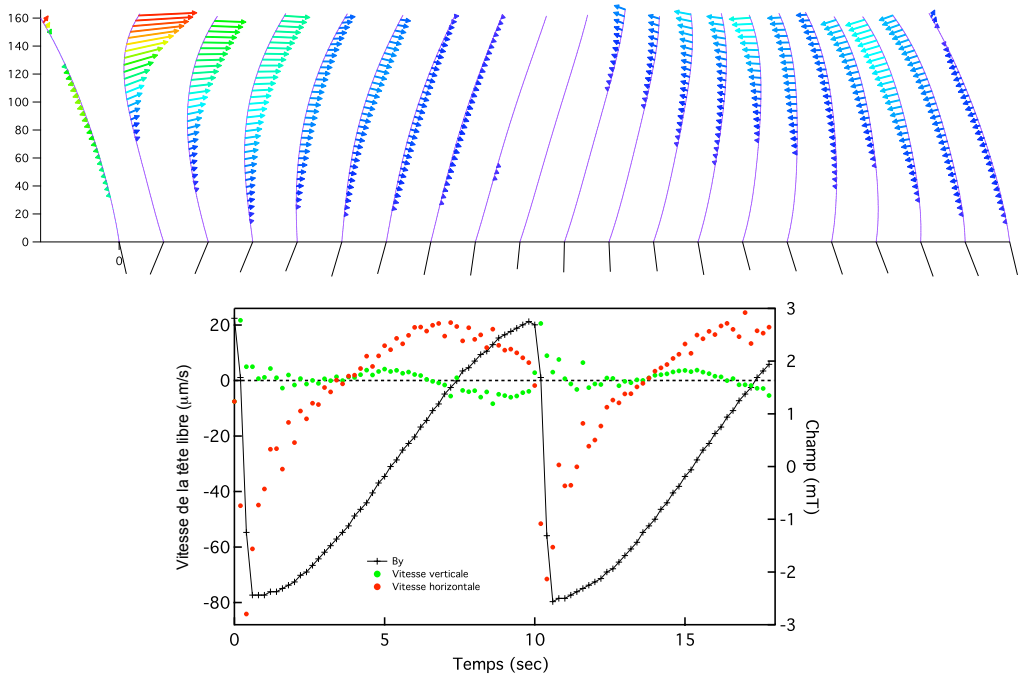


FIGURE 4.3 – Vitesse du filament entre les positions successives, les flèches indiquent la vitesse. Longueur du filament 226μm. Ma_{-}=8.3, f=0.1Hz, battement asymétrique. En bas, composantes horizontale et verticale de vitesse de l'extrémité du filament, avec la composante oscillante de champ magnétique.

où $\mathbf{v}(s)$ est la vitesse du filament à la position s et $\mathbf{R}(s)$ une matrice de résistance. Pour un filament dans un fluide infini, la force locale s'écrit :

$$\mathbf{f}(s) = \zeta_{\parallel} v_t(s)\mathbf{t}(s) + \zeta_{\perp} v_n(s)\mathbf{n}(s) \tag{4.2}$$

où v_t et v_n sont les projections de la vitesse sur la tangente et la normale au filament et $\zeta_{\perp} = 2\zeta_{\parallel} = 4\pi\eta/\log(2L/a)$ [4]. Ce type d'approche a été utilisé pour simuler la dynamique des fleximags loin d'une paroi [11, 45].

En présence d'une paroi solide, les coefficients de résistance sont modifiés par la condition de vitesse nulle imposée par la paroi. Le calcul exact est beaucoup plus lourd et il n'a été fait que pour des situations simples d'un bâtonnet rectiligne se déplaçant parallèlement ou perpendiculairement à la paroi [16]. Pour notre cas, on peut assimiler le filament à une série d'éléments sphériques situés à des distances $h(s)$ du plan solide [19], la mobilité de cha-

cun de ces éléments étant calculée comme celle d'une sphère seule placée à une distance h du plan. Au premier ordre en a/h cela introduit une correction sur la mobilité d'un facteur $1 - 3/16a/h$. Pour nos filaments de très grand rapport d'aspect cette correction ne serait significative que près de la base du filament. La base des filaments étant ancrée, la vitesse y est nulle. De plus, comme nous l'avons vu ci-dessus, dès qu'on s'éloigne des basses fréquences d'actuation, seule la tête du filament est mobile. Nous allons donc faire l'hypothèse simplificatrice de négliger cette correction de paroi et de calculer la force avec des coefficients de résistance indépendants de la distance à la paroi, soit :

$$\mathbf{F} = 2\pi\eta/\log(2L/a)\int_0^L [v_t(s)\mathbf{t}(s) + 2v_n(s)\mathbf{n}(s)]ds \tag{4.3}$$

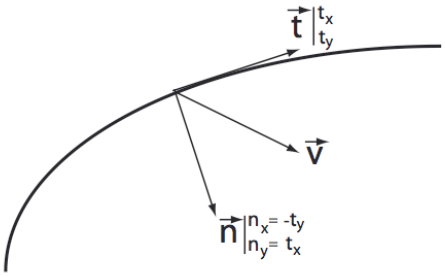


FIGURE 4.4 – La vitesse du filament est projetée en deux directions normale et tangente à sa position.

Les deux composantes de la force, parallèle et normale au plan d'ancrage sont ainsi calculées pour des battements planaires symétriques et pour des battements asymétriques à des basses fréquences. Examinons tout d'abord les forces calculées pour les battements représentés sur figures 4.1 et 4.2. La composante horizontale de vitesse oscille à la fréquence d'actuation, alors que la composante verticale oscille à la fréquence double. Pour analyser l'amplitude d'oscillation et la valeur moyenne, les points expérimentaux sont ajustés par des sinusoïdes de fréquence ω (pour F_x) et 2ω (pour F_z).

L'amplitude d'oscillation des deux composantes de force est portée en fonction du nombre de Mason sur la fig. 4.6. On constate que pour la composante F_x parallèle au plan d'ancrage, l'amplitude d'oscillation est essentiellement indépendante du nombre de Mason. On peut justifier ce résultat par

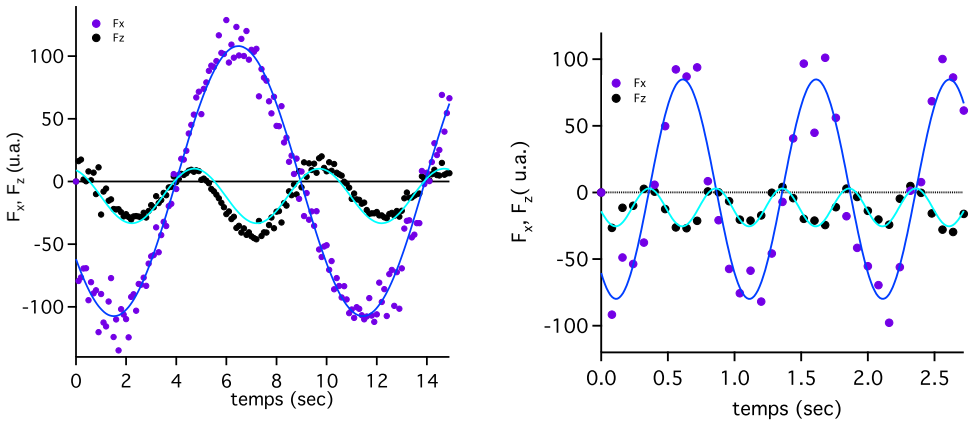


FIGURE 4.5 – Forces horizontale et verticale exercées sur un filament symmétrique à deux fréquences 0,1 (à gauche) et 1 (à droite) Hz. Ces forces sont calculées à partir des expériences des figures 4.1 et 4.2. Les lignes continues sont des ajustements par des sinusoïdes à la fréquence de forçage.

une analyse dimensionnelle : le mouvement du filament est confiné dans une zone de longueur L_{mv} près de l'extrémité libre et la vitesse de l'extrémité du filament est d'ordre ωL_{mv}. En intégrant les contraintes sur toute la partie mobile, suivant l'approximation de corps élancé, nous allons donc trouver une force qui est d'ordre $\eta\omega L_{mv}^2$. Or l'équilibre magnétovisqueux qui détermine la longueur L_{mv} conduit à $L_{mv}^2 \propto \omega^{-1}$ et donc à une force horizontale indépendante de la fréquence d'actuation.

L'amplitude d'oscillation de la composante verticale de force diminue avec le nombre de Mason selon une loi de puissance en $Ma^{-0,3}$. Cette décroissance ne peut pas être expliquée par un argument dimensionnel simple, il faut examiner plus en détail la dynamique des filaments. Si on regarde maintenant la valeur moyenne de ces forces au cours du temps, on constate que la force horizontale a une moyenne nulle alors que la force verticale a une moyenne non nulle. Le fait que la force verticale soit non nulle en moyenne provient à la fois de la brisure de symétrie imposée par la paroi et de la propagation de la déformation le long du filament. Un effet similaire a été observé sur le nageur artificiel construit par R. Dreyfus ([43])composé d'un filament magnétique et d'un globule rouge : le filament, soumis à un champ oscillant en orientation, répondait par une onde propagative amortie allant de l'extrémité libre à l'extrémité ancrée. Dans notre cas, la propagation de cette onde de déformation est visible sur la fig. 4.1 si on suit la position du point où la vitesse du filament s'annule.

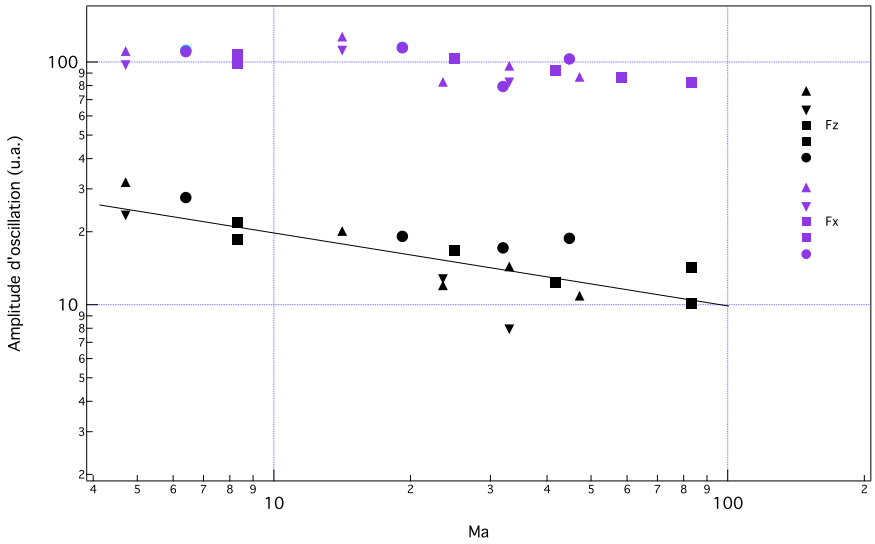


FIGURE 4.6 – Amplitude d'oscillation des composantes horizontale et verticale de force en fonction du nombre de Mason, pour le battement symétrique.

Sur la figure (4.7) la valeur moyenne de la composante de force normale au plan est portée en fonction de nombre de Mason pour trois longueurs différentes de filament. La force est normalisée par $L^2\omega$ de façon à définir une efficacité de propulsion. On attend un optimum de cette efficacité de propulsion : en effet, à fréquence extrêmement basse, le filament suivrait parfaitement le champ magnétique et exécuterait un battement parfaitement symétrique conduisant à une force moyenne nulle. A l'autre extémité du spectre, vers les fréquences très élevées le filament ne suivrait plus du tout le champ et ne produirait donc aucune force. Un tel optimum propulsif a été observé sur les micronageurs de R. Dreyfus. En revanche, dans nos expériences on n'observe pas de maximum d'efficacité propulsive, la fréquence la plus basse des expériences (0,1 Hz) correspondant déjà à un nombre de Mason assez élevé compte-tenu de la longueur des filaments qui excède la centaine de microns. On constate une décroissance en $1/Ma$ de la force verticale normalisée.

Le but recherché dans nos expériences n'était pas l'optimisation d'un micronageur, mais plutôt la construction de filaments capables de mimer les mouvements tridimensionnels de grande amplitude des cils réels. Nous pouvons néanmoins conclure de ces premières mesures que les filaments ancrés exercent une force normale sur la paroi lorsqu'ils sont soumis à une actuation

symétrique. Un petit nombre de filaments ancrés pourraient donc propulser un objet sur lequel ils seraient déposés.

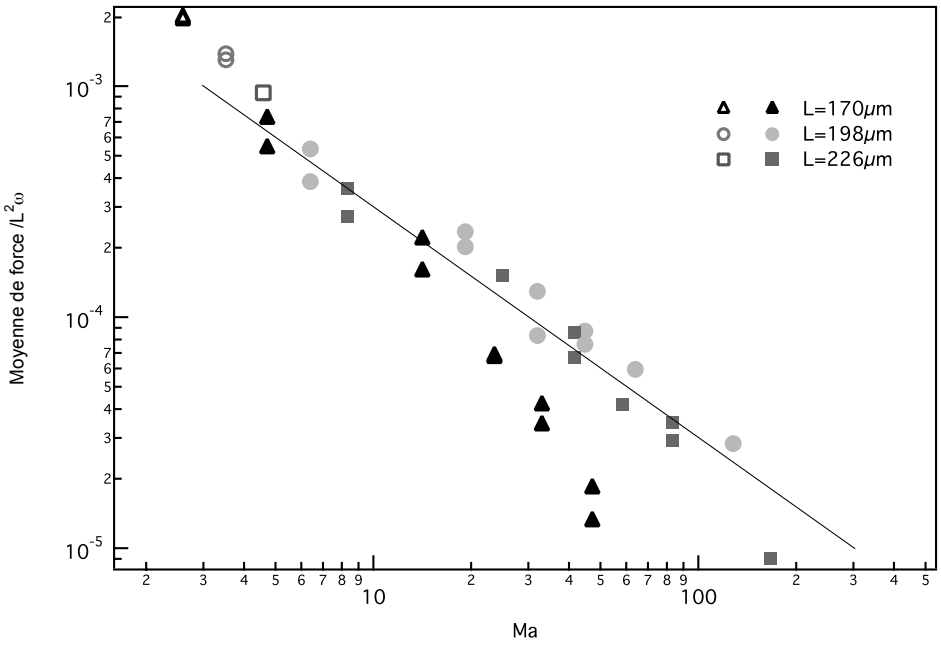


FIGURE 4.7 – Moyenne de force en direction perpendiculaire à l'ancrage normalisée par ωL^2, en fonction de nombre de Mason pour trois longueurs différentes de filament. Trait plein : variation en Ma^{-1}.

Il est bien entendu possible de répéter la même procédure de calcul des forces induites lors d'un battement asymétrique. Le résultat de ce calcul, pour le mouvement représenté sur la fig. 4.3, est porté sur la fig. 4.8. On constate que la force horizontale suit le forçage asymétrique en champ avec une montée très rapide et une décroissance plus lente. En revanche la composante verticale de force est beaucoup plus lisse dans le temps. La détermination de la valeur moyenne de la force est ici plus délicate que pour le battement symétrique puisqu'on ne peut pas ajuster simplement l'évolution temporelle de la force avec une sinusoïde à la fréquence d'actuation. En particulier, nous souhaiterons calculer la force propulsive moyenne développée parallèlement au plan d'ancrage. Le résultat du calcul de l'intégrale de F_x sur une période est malheureusement très bruité et dépendant du point choisi comme origine de la fenêtre d'intégration. Ceci provient en particulier du manque de résolution temporelle sur la phase rapide du battement.

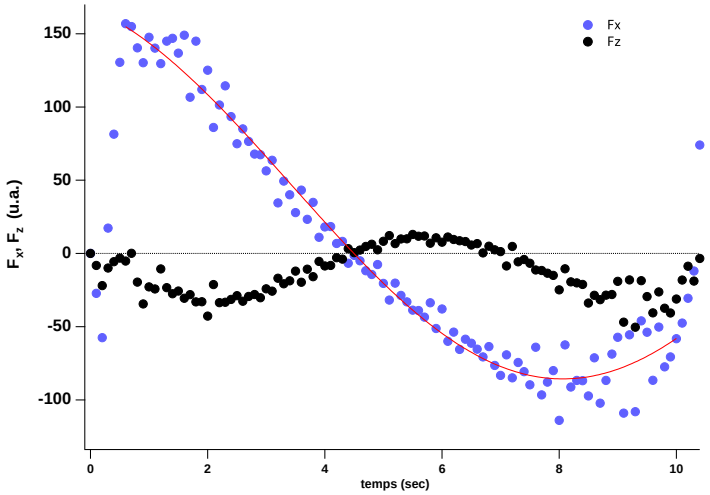


FIGURE 4.8 – Forces horizontale et verticale exercées pour un battement asymétrique (fréquence lente 0,1Hz, fréquence rapide 1 Hz). La ligne continue est un ajustement des points expérimentaux par une sinusoïde à la fréquence de forçage lente.

4.3 Flux induit par le mouvement asymétrique

L'actuation asymétrique du filament a pour but de générer une force moyenne non nulle et, corrélativement, un écoulement moyen si le filament est ancré *Raz et al. 2007*[42]. Nous avons vu que la détermination de la force horizontale moyenne est délicate. Nous allons donc essayer de mesurer le flux induit dans le fluide environnant par le battement du filament. Pour ce faire, nous utilisons la technique de vélocimétrie à images de particules (PIV).

4.3.1 PIV par des billes de polystyrène

Cette technique consiste à ensemencer le fluide avec de petites particules qui suivent passivement son mouvement et à calculer leur déplacer par inter-corrélation entre deux images séparées d'un petit intervalle de temps. On voit sur la fig. 4.9 l'exemple du mouvement de particules qui suivent l'écoulement provoqué par un fleximag en rotation.

Nous introduisons dans le système des particules traceuses passives en polystyrène de diamètre de 0.25μm en suspension dans le NP10 à 0.01%. Après l'aspiration des billes traceuses nous attendons entre 2 et 3 minutes pour que le système ait le temps de se stabiliser, en même temps on procède au redressemnt du filament. Dans cette expérience il n'est pas nécessaire

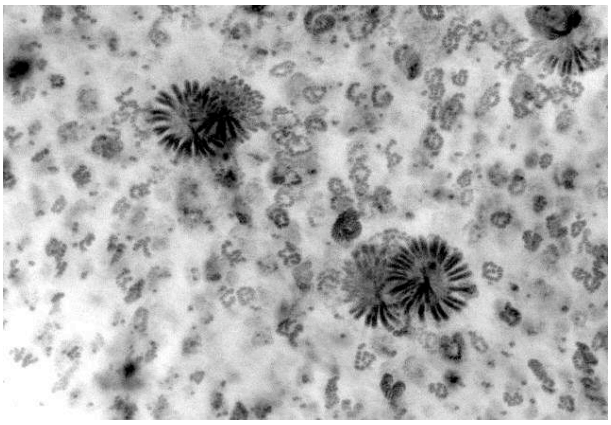


FIGURE 4.9 – Superposition d'une série d'images de traceurs passifs dans l'écoulement provoqué par la rotation d'un fleximag autour d'un axe vertical.

d'incliner le plan d'oscillation par rapport à l'axe optique. Les images ont été prises dans un plan d'observation qui se trouve 60 μm au dessus de la tête libre du filament.

Les particules qui servent de traceurs ayant un mouvement Brownien, il faut vérifier que celui ci est négligeable par rapport à l'écoulement induit par le filament. La vitesse de l'extrémité du filament (L de l'ordre de 100μm) pour une fréquence globale d'actuation de 0.1Hz est : $V \approx 10\mu$m/s. Le rapport entre le déplacement du à l'écoulement et celui du au mouvement Brownien peut être estimé en calculant un nombre de Péclet construit sur le rayon a des particules : $Pe = Va/D$ où $D = k_B T/6\pi\eta a \approx 0.2\mu\text{m}^2/\text{s}$ est le coefficient de diffusion des particules. On trouve ici $Pe \approx 50$ ce qui montre que le déplacement du au mouvement Brownien reste petit devant le déplacement du au mouvement du filament.

Les champs de vitesse sont calculés grâce à un logiciel commercial de PIV (Davis. LaVision). La vitesse locale du fluide est obtenue par intercorrélation entre deux images successives prises dans des fenêtres carrées d'une dizaine de microns de côté. La fréquence d'acquisition de la caméra (ici 20 Hz) permet de suivre sans problème le mouvement des particules : en effet pour une actuation à 1 Hz, la vitesse maximale est de l'ordre de 100 μm/s. Le déplacement maximal des particules entre deux images est alors de 5 μm ce qui correspond à peu près à 7 pixels dans l'image.

Nous cherchons à déterminer le petit écoulement moyen induit par le battement asymétrique d'un filament. Il est donc important de s'affranchir des écoulements résiduels qui pouraient être créés par le système microfluidique d'alimentation de l'échantillon. Nous déterminons pour cela une vitesse

moyennée *dans l'espace* dans plusieurs zones de l'image (fig.4.10). L'idée est de mesurer la vitesse moyenne des particules dans une zone proche des filaments et d'en soustraire la vitesse moyenne mesurée dans une zone éloignée des filaments, de façon à soustraire un éventuel écoulement résiduel.

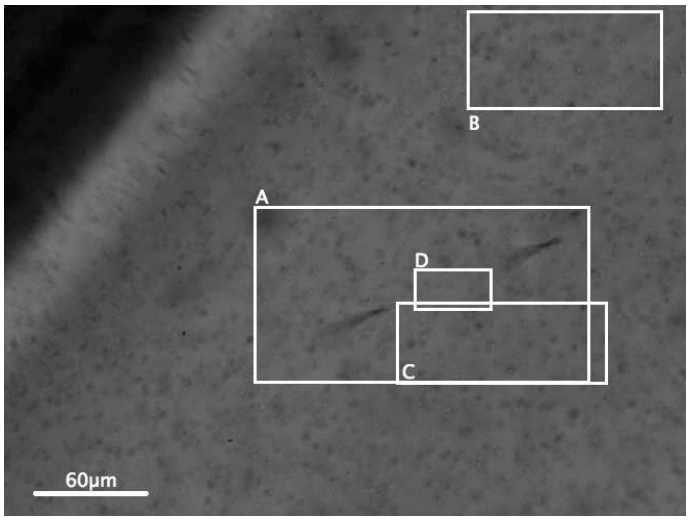


FIGURE 4.10 – Image brute de PIV (656 × 491 pixels), les premières analyses sont faites dans la fenêtre A (330×170 pixels) les filaments ont été masqués. Vérification du flux résiduel dans la fenêtre B (189×94 pixels) loin de filaments et l'effet du battement. Fenêtre C(200×77 pixels), pour ne pas avoir les filaments dans l'analyse. D : affiner les résultats dans la zone entre les filaments (73×38 pixles).

Dans une première étape nous avons pris la fenêtre d'observation A, et nous avons masqué les filaments. Les résultats obtenus ne suivant pas une tendance générale nous avons décidé de vérifier le flux résiduel existant dans le système. Pour cela nous avons fait l'analyse du champs de vitesse loin de filaments pour ne pas avoir l'effet du battement des filaments (fenêtre d'observation B). Puis nous avons choisi une troisième fenêtre C pour vérifier l'écoulement induit par le battement dans une zone proche des filaments où nous pourrons voir leur effet sans les avoir dans la fenêtre d'observation. Dans un dernier temps nous avons affiné nos analyses en choisissant une fenêtre juste entre les deux filaments. L'écoulement dans cette zone doit être le plus facile à détecter.

4.3.2 Résultats

Nous présentons sur la fig. 4.11 les composantes de vitesses locales des traceurs (dans les directions parallèle et perpendiculaire au battement du filament), mesurées près du filament et loin de celui-ci. On reconnait nettement le mouvement asymétrique du filament sur la composante parallèle mesurée près du filament. On observe néanmoins des fluctuations importantes qui sont dues au mouvement brownien des traceurs. Pour s'affranchir de ces fluctuations, on moyenne spatialement la vitesse sur un zone de l'image et on l'intègre temporellement pour obtenir le déplacement moyen des traceurs. Le résultat de cette intégration est présenté sur la fig. 4.12.

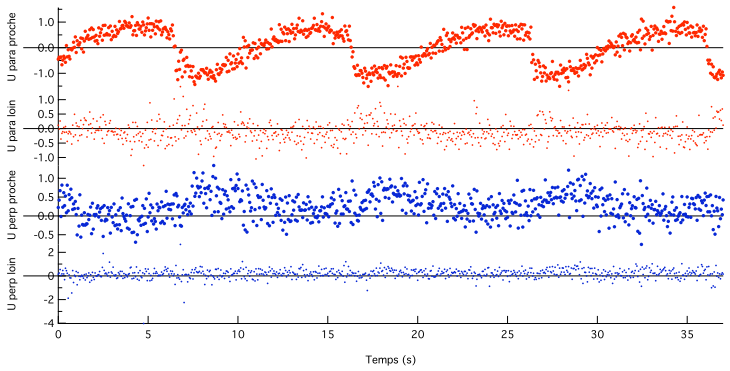


FIGURE 4.11 – Vitesses locales mesurées autour d'un filament exécutant un battement asymétrique à 0,1 Hz. De haut en bas : vitesse dans la direction du battement (U_{para}) près du filament, U_{para} loin du filament, vitesse dans la direction orthogonale au battement (U_{perp}) près du filament, U_{perp} loin du filament.

Le déplacement intégré suivant la direction de battement, mesuré près du filament montre d'une part des oscillations de grande amplitude et d'autre part une dérive sytématique d'une période à l'autre. Le déplacement mesuré loin du filament montre également une dérive systématique que nous pouvons attribuer à un écoulement résiduel dans le capillaire contenant l'échantillon. Néanmoins, si on soustrait le déplacement mesuré loin, on récupère une dérive systématique d'une période à l'autre qui est le signe d'un écoulement moyen non nul induit par le battement asymétrique.

Un autre example de déplacement induit par le battement d'un filament est présenté sur la figure 4.13. La mesure a été effectuée lors de la mise en mouvement du filament. Avant que le filament soit actionné, on mesure une dérive négative des traceurs, signe d'un flux résiduel. Après le démarrage du

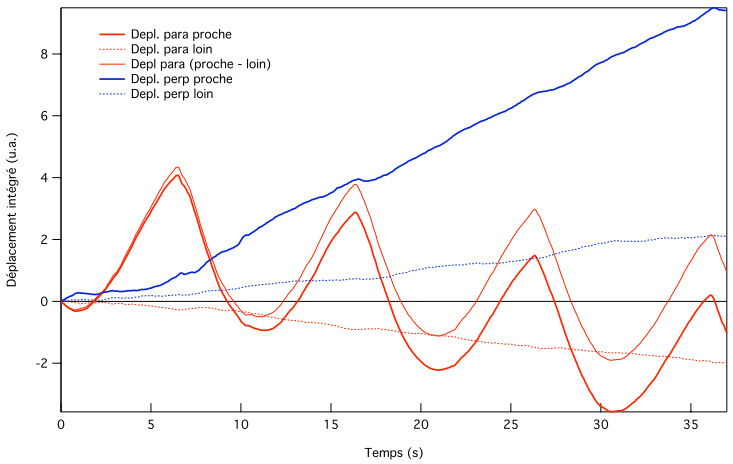


FIGURE 4.12 – Déplacements intégrés autour d'un filament exécutant un battement asymétrique à 0,1 Hz. Déplacements dans les directions parallèles et perpendiculaires au battement du filament, près (traits continus épais) et loin (pointillés) du filament. Différence entre le déplacement mesuré près et celui mesuré loin (trait continu fin).

filament, on observe une dérive positive du déplacement, le flux induit par le filament excédant le flux résiduel. Ces observations montrent de clairement que le battement asymétrique peut provoquer un pompage du fluide au voisinage du filament.

Nous avons ensuite essayé de déterminer comment la vitesse moyenne induite par le filament variait avec la fréquence d'actuation. Les résultats sont reportés sur la figure 4.14 où les vitesses sont normalisés par ωL qui fixe la vitesse maximale de l'extrémité du filament. Nous voyons qu'à l'exception de la fréquence d'actuation la plus basse, les flux induits par le filament sont trop faibles pour analyser correctement la dépendance en fréquence.

En conclusion, l'analyse dynamique du battement planaire d'un filament ancré montre que le battement symétrique engendre une force verticale résultant de la brisure de symétrie imposée par la paroi. Le battement asymétrique engendre bien une force et un flux dans un plan parallèle au plan d'ancrage. En revanche, pour un filament ces flux sont très faibles et difficilement mesurables sauf à la plus basse fréquence d'actuation.

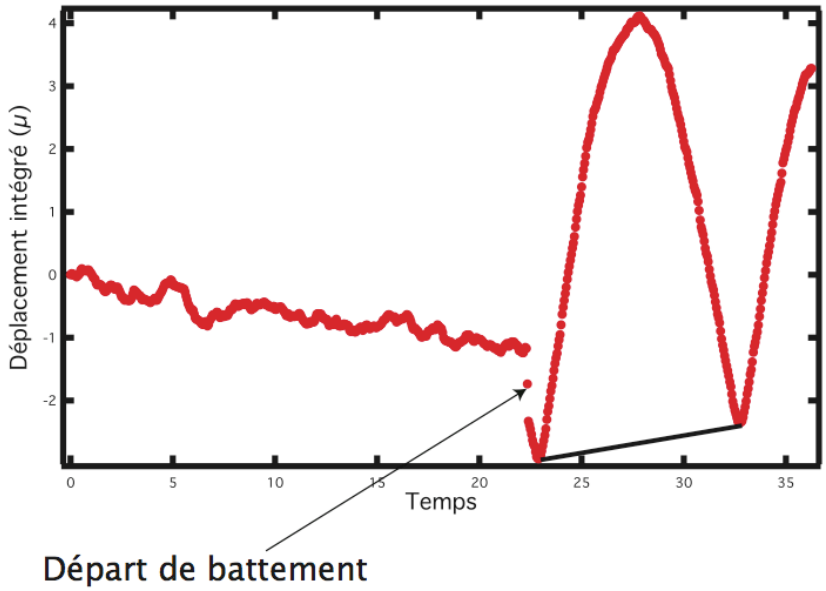


FIGURE 4.13 – Déplacement intégré dans la direction de battement, en fonction du temps. On observe la mise en mouvement du fluide au déclenchement du battement asymétrique.

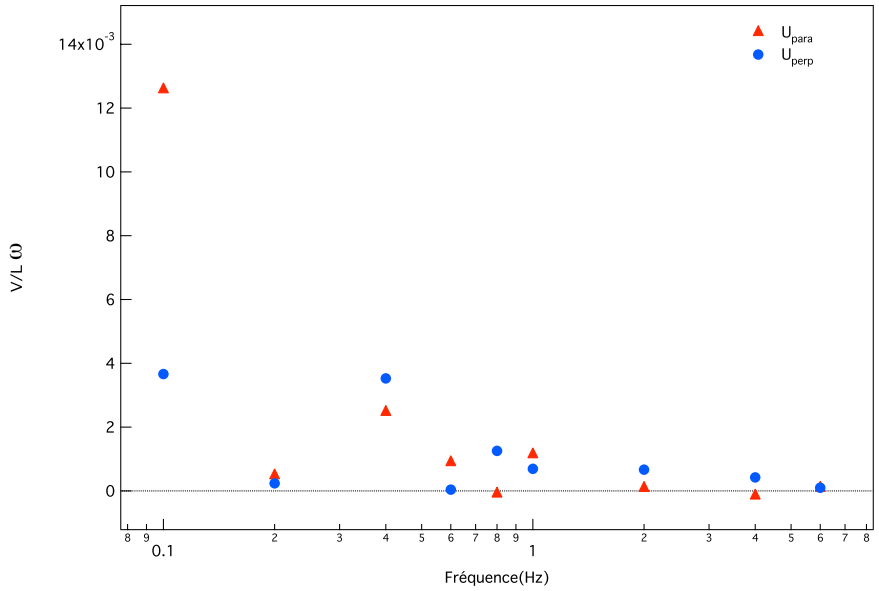


FIGURE 4.14 – Vitesse moyenne (composantes parallèle et perpendiculaire au battement) induite par un battement asymétrique normalisée par $L\omega$ en fonction de la fréquence.

Chapitre 5

Conclusion générale

Cette thèse a permis de développer un système expérimental capable de mimer le comportement des cils de micro-organismes. Les colloïdes super paramagnétiques, par leur propriété d'auto-assemblage sous champ magnétique, permettent d'obtenir des objets filiformes, à grand rapport d'aspect, pouvant être ancrés sur une surface solide. L'application d'un champ magnétique dont la direction varie dans le temps met ces filaments en mouvement. C'est en fait l'interaction dipolaire magnétique entre colloïdes voisins qui est à l'origine du mouvement. Ainsi aucune force nette n'est appliquée au filament.

Nous avons pu caractériser la cinématique du mouvement pour des cas simples comme le battement planaire ou une rotation sur un cône vertical. Nous avons ainsi montré que le mouvement peut être décrit par un nombre sans dimension appelé nombre de Mason qui compare les effets visqueux aux effets magnétiques. La longueur de la partie mobile du filament s'ajuste pour que les effets magnétiques et visqueux se compensent exactement ; cette longueur varie comme l'inverse de la racine carrée de la fréquence d'actuation.

Dans le cas d'une asymétrie temporelle dans l'actuation induite par un découpage de la période en une partie lente et une partie rapide, une asymétrie dans le mouvement du filament est induite. Pour le battement planaire, nous avons mis en évidence la faible efficacité d'une telle asymétrie, en termes de force moyenne résultante et de flux induit. Nous l'expliquons par l'adaptation de la longueur de la partie mobile à la fréquence d'actuation : dans la partie rapide, le nombre de Mason est élevé et la partie mobile est petite ainsi au début de la partie lente la longueur de la partie mobile du filament relaxe vers une longueur plus grande, ce qui diminue de manière significative l'asymétrie injectée. En revanche, dans le cas d'un mouvement tridimensionnel comme la rotation à deux vitesses sur un cône vertical, l'effet est beaucoup plus massif.

La dernière partie de ce travail concerne les mesures dynamiques : forces appliquées par un filament au cours du battement planaire et flux induit par ce mouvement. Nous avons pu mesurer la force verticale appliquée par un filament battant en fonction du nombre de Mason et montré qu'elle croît quand le Mason diminue sans atteindre l'optimum. En ce qui concerne la force transverse, parallèle au plan d'ancrage, elle reste très faible pour les battements planaires asymétriques. Ces résultats sont en accord avec l'idée que la commande planaire asymétrique que nous avons utilisé conduit à une faible asymétrie effective dans la cinématique du filament.

Notre système est désormais bien caractérisé tant du point de vue fabrication que du point de vue dynamique. Nous disposons maintenant des outils pour étudier expérimentalement des situations plus efficaces en termes de propulsion.

L'idée de départ de ce travail de thèse a été la fabrication d'un « tapis de filament »ancrés sur un réseau régulier. Le dépôt de polymère utilisé dans nos expériences ne permet pas de contrôler la localisation de l'ancrage des filaments. Nous avons essayé plusieurs techniques pour réaliser un ancrage localisé :

- La première technique essayée consiste à déposer des microgouttes de ferrofluide sur une surface à l'aide d'un tampon en PDMS. Le réseau obtenu permet d'ancrer les filaments mais sur une étendue qui n'est pas suffisamment grande, parce que le dépôt réalisé n'est pas uniforme sur une grande surface.
- L'autre option envisagée a été de figer des filaments magnétiques formés sous champ dans une couche de polymère photoréticulable, et ainsi fabriquer des « plots magnétiques »réguliers. L'ancrage obtenu étant peu satisfaisant et la mise en oeuvre étant assez complexe, nous avons abandonné cette option.

Dans les travaux qui suivent ce travail de thèse, une nouvelle méthode est utilisée pour créer un réseau de plot magnétiques sur la surface du microcanal. Elle consiste à déposer des colloïdes magnétiques de taille plus grande que ceux qui forment les filaments dans des microtrous disposés sur un réseau régulier. Le dépôt dans les trous se fait par le retrait d'un ménisque d'une suspension contenant les colloïdes à déposer *Malaquin et al.2007* [34] [1]. Le réseau de filaments ancrés ainsi obtenu est localisé sur une grande étendue et la qualité de l'ancrage est très bonne.

Deux pistes sont apparues à l'issue de ce travail :

1. Cette méthode est développée dans un autre groupe de recherche, le dépôt des colloïdes sur la surface patternée se fait dans le cadre d'une collaboration.

- développer des filaments plus rigides qui permettront d'ajouter de l'élasticité au problème. Une deuxième longueur caractéristique résultant de l'équilibre entre effets élastiques et effets visqueux, sera introduite ; elle permettra de découpler la longueur mobile et les effets visqueux. L'élasticité des filaments résulte de l'élasticité du lien entre colloïdes ; elle est très faible dans notre système. La fabrication de filaments plus rigides nécessite de développer de nouveaux protocoles physico-chimiques pour l'accrochage des colloïdes entre eux. L'utilisation de brin d'ADN courts pourra être envisagée.
- s'intéresser au comportement collectif de filaments. Avoir une réseau régulier de filaments ancrés permettra d'observer l'interaction entre plusieurs cils microscopique artificiels. Cette voie commence à être explorée dans une thèse en cours au laboratoire.

Bibliographie

[1] J. E. Avron, O. Gat, and O. Kenneth. Optimal swimming at low reynolds numbers. *PHYSICAL REVIEW LETTERS*, 93(18) :186001, Oct 2004.

[2] J. E. Avron, O. Kenneth, and D. H. Oaknin. Pushmepullyou : an efficient micro-swimmer. *NEW JOURNAL OF PHYSICS*, 7 :234, Nov 2005.

[3] J.Lewis M. Raff K.Roberts B.Alberts, D. Bray and J.D. Watson. *Molecular Biology of the Cell*. Garland, New York, 4th edition, 1994.

[4] BATCHELOR.GK. Slender-body theory for particles of arbitrary cross-section in stokes flow. *JOURNAL OF FLUID MECHANICS*, 44(NOV26) :419, 1970.

[5] B.Guirao. *Propriétés physiques des cellules ciliées*. PhD thesis, 2007.

[6] J. R. BLAKE. Singularities of viscous-flow .2. applications to slender body theory. *JOURNAL OF ENGINEERING MATHEMATICS*, 8(2) :113–124, 1974.

[7] S. BROERSMA. Viscous force constant for a closed cylinder. *JOURNAL OF CHEMICAL PHYSICS*, 32(6) :1632–1635, 1960.

[8] C. J. BROKAW. Microtubule sliding in swimming sperm flagella - direct and indirect measurements on sea-urchin and tunicate spermatozoa. *JOURNAL OF CELL BIOLOGY*, 114(6) :1201–1215, 1991.

[9] F. L. CALDERON, T. STORA, O. M. MONVAL, P. POULIN, and J. BIBETTE. Direct measurement of colloidal forces. *PHYSICAL REVIEW LETTERS*, 72(18) :2959–2962, 1994.

[10] S. Camalet, F. Julicher, and J. Prost. Self-organized beating and swimming of internally driven filaments. *PHYSICAL REVIEW LETTERS*, 82(7) :1590–1593, 1999.

[11] A. Cebers. Dynamics of a chain of magnetic particles connected with elastic linkers. *J. Phys. : Condens. Matter*, 15 :S1335–S1344, 2003.

[12] C.Goulbaut. *Colloïdes magnétiques : auto-organisation et application biologiques*. PhD thesis, 2004.

[13] N. Coq, O. du Roure, M. Fermigier, and D. Bartolo. Helical beating of an actuated elastic filament. *JOURNAL OF PHYSICS-CONDENSED MATTER*, 21(20), 2009.

[14] R. G. COX. Motion of long slender bodies in a viscous fluid .2. shear flow. *JOURNAL OF FLUID MECHANICS*, 45(FEB26) :625, 1971.

[15] G. Decher. Fuzzy nanoassemblies : Toward layered polymeric multicomposites. *SCIENCE*, 277(5330) :1232–1237, 1997.

[16] N. J. DEMESTRE and W. B. RUSSEL. Low-reynolds-number translation of a slender cylinder near a plane wall. *JOURNAL OF ENGINEERING MATHEMATICS*, 9(2) :81–91, 1975.

[17] K. Drescher, K. C. Leptos, I. Tuval, T. Ishikawa, T. J. Pedley, and R. E. Goldstein. Dancing volvox : Hydrodynamic bound states of swimming algae. *PHYSICAL REVIEW LETTERS*, 102(16) :168101, Apr 2009.

[18] R. Dreyfus, J. Baudry, M. L. Roper, M. Fermigier, H. A. Stone, and J. Bibette. Microscopic artificial swimmers. *NATURE*, 437(7060) :862–865, Oct 2005.

[19] E. Gauger, M. Downton, and H. Stark. Fluid transport at low reynolds number with magnetically actuated artificial cilia. *arXiv*, 2008.

[20] I.R. Gibbons and A.J. Rowe. Dynein : A protein with adenosine triphosphatase activity from cilia. *Science*, 1965.

[21] C. Gosse and V. Croquette. Magnetic tweezers : Micromanipulation and force measurement at the molecular level. *BIOPHYSICAL JOURNAL*, 82(6) :3314–3329, 2002.

[22] C. Goubault, P. Jop, M. Fermigier, J. Baudry, E. Bertrand, and J. Bibette. Flexible magnetic filaments as micromechanical sensors. *Phys Rev Lett*, 91(26 Pt 1), Dec(Epubdec) 2003.

[23] J. GRAY and G. J. HANCOCK. The propulsion of sea-urchin spermatozoa. *JOURNAL OF EXPERIMENTAL BIOLOGY*, 32(4) :802–814, 1955.

[24] G. Helgesen, P. Pieranski, and A. T. Skjeltorp. Dynamic behavior of simple magnetic hole systems. *Phys. Rev. A*, 42(12) :7271–7280, Dec 1990.

[25] N. Hirokawa, Y. Tanaka, Y. Okada, and S. Takeda. Nodal flow and the generation of left-right asymmetry. *CELL*, 125(1) :33–45, Apr 2006.

[26] Kim J-H. Adhesion of photosenitizer to ferrofluids use in photodynamic therapy. 2002.

[27] M. Kim and T. R. Powers. Hydrodynamic interactions between rotating helices. *PHYSICAL REVIEW E*, 69(6), 2004.

[28] M. Kim and T. R. Powers. Deformation of a helical filament by flow and electric or magnetic fields. *PHYSICAL REVIEW E*, 71(2) :021914, Feb 2005.

[29] Y. W. Kim and R. R. Netz. Pumping fluids with periodically beating grafted elastic filaments. *PHYSICAL REVIEW LETTERS*, 96(15) :158101, Apr 2006.

[30] A. Koenig, P. Hebraud, C. Gosse, R. Dreyfus, J. Baudry, E. Bertrand, and J. Bibette. Magnetic force probe for nanoscale biomolecules. *Phys Rev Lett*, 95(12), 2005.

[31] E. Lauga. Floppy swimming : Viscous locomotion of actuated elastica. *PHYSICAL REVIEW E*, 75(4) :041916, Apr 2007.

[32] L.Cohen-Tannoudji. *Cinétique de réaction ligande-recepteurs en surface : études fondée sur l'utilisation des colloïdes magnétiques.* PhD thesis, 2006.

[33] K. E. MACHIN. Wave propagation along flagella. *JOURNAL OF EXPERIMENTAL BIOLOGY*, 35(4) :796–806, 1958.

[34] L. Malaquin, T. Kraus, H. Schmid, E. Delamarche, and H. Wolf. Controlled particle placement through convective and capillary assembly. *LANGMUIR*, 23 :11513–11521, 2007.

[35] A. Najafi and R. Golestanian. Simple swimmer at low reynolds number : Three linked spheres. *PHYSICAL REVIEW E*, 69(6) :062901, Jun 2004.

[36] Q. A. Pankhurst, J. Connolly, S. K. Jones, and J. Dobson. Applications of magnetic nanoparticles in biomedicine. *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS*, 36(13), 2003.

[37] J. Philip, O. MondainMonval, F. L. Calderon, and J. Bibette. Colloidal force measurements in the presence of a polyelectrolyte. *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS*, 30(20) :2798–2803, Oct 1997.

[38] M. Polin, I. Tuval, K. Drescher, J. P. Gollub, and R. E. Goldstein. Chlamydomonas swims with two "gears" in a eukaryotic version of run-and-tumble locomotion. *SCIENCE*, 325(5939) :487–490, 2009.

[39] J. H. E. Promislow, A. P. Gast, and M. Fermigier. Aggregation kinetics of paramagnetic colloidal particles. *J. Chem. Phys.*, 102(13) :5492–5498, Apr 1995.

[40] E. M. PURCELL. Life at low reynolds-number. *AMERICAN JOURNAL OF PHYSICS*, 45(1) :3–11, 1977.

[41] B. Qian, T. R. Powers, and K. S. Breuer. Shape transition and propulsive force of an elastic rod rotating in a viscous fluid. *PHYSICAL REVIEW LETTERS*, 100(7), 2008.

[42] O. Raz and J. E. Avron. Swimming, pumping and gliding at low reynolds numbers. *NEW JOURNAL OF PHYSICS*, 9 :437, Dec 2007.

[43] R.Dreyfus. *Filaments magnétiques : applications à la conception de capteurs de forces et de nageurs microscopiques artificiles.* PhD thesis, 2005.

[44] R.G.Kessel and Kardon R.H. *tissues and organs : a text-atlas of scanning electron microscopy.* WH Freeman and Compagny, 1979.

[45] M. Roper, R. Dreyfus, J. Baudry, M. Fermigier, J. Bibette, and H. A. Stone. On the dynamics of magnetically driven elastic filaments. *J. Fluid Mech.*, 554 :167–190, May 2006.

[46] M. Schliwa and G. Woehlke. Molecular motors. *NATURE*, 422(6933) :759–765, Apr 2003.

[47] T. R. Strick, J. F. Allemand, D. Bensimon, A. Bensimon, and V. Croquette. The elasticity of a single supercoiled dna molecule. *SCIENCE*, 271(5257) :1835–1837, 1996.

[48] Daniel Tam and A. . E. Hosoi. Optimal stroke patterns for purcell's three-link swimmer. *Phys Rev Lett*, 98(6), Feb(Epubfeb) 2007.

[49] S. L. TAMM and G. A. HORRIDGE. Relation between orientation of central fibrils and direction of beat in cilia of opalina. *PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON SERIES B-BIOLOGICAL SCIENCES*, 175(1040) :219–, 1970.

[50] G. TAYLOR. Analysis of the swimming of microscopic organisms. *PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON SERIES B-BIOLOGICAL SCIENCES*, 139(894) :141–141, 1951.

[51] G. TAYLOR. The action of waving cylindrical tails in propelling microscopic organisms. *PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON SERIES A-MATHEMATICAL AND PHYSICAL SCIENCES*, 211(1105) :225–239, 1952.

[52] J. P. K. TILLETT. On laminar flow in a free jet of liquid at high reynolds numbers. *JOURNAL OF FLUID MECHANICS*, 32 :273–, 1968.

[53] E. O. TUCK. Some methods for flows past blunt slender bodies. *JOURNAL OF FLUID MECHANICS*, 18(4) :619–635, 1964.

[54] C. H. Wiggins and R. E. Goldstein. Flexive and propulsive dynamics of elastica at low reynolds number. *PHYSICAL REVIEW LETTERS*, 80(17) :3879–3882, Apr 1998.

[55] T. S. Yu, E. Lauga, and A. E. Hosoi. Experimental investigations of elastic tail propulsion at low reynolds number. *PHYSICS OF FLUIDS*, 18(9) :091701, Sep 2006.

[56] H. ZHANG and M. WIDOM. Field-induced forces in colloidal particle chains. *PHYSICAL REVIEW E*, 51(3) :2099–2103, 1995.