



HAL
open science

ACTIONNEURS ROTATIFS MAGNETOSTRICTIFS A ACCUMULATION DE PAS

Christophe Cartier-Millon

► **To cite this version:**

Christophe Cartier-Millon. ACTIONNEURS ROTATIFS MAGNETOSTRICTIFS A ACCUMULATION DE PAS. Sciences de l'ingénieur [physics]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2002. Français. NNT: . tel-00473386

HAL Id: tel-00473386

<https://theses.hal.science/tel-00473386>

Submitted on 15 Apr 2010

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.

N° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

T H E S E

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'INPG

Spécialité : Génie Electrique

préparée au Laboratoire d' Electrotechnique de Grenoble
dans le cadre de l'**Ecole Doctorale « Electronique, Electrotechnique, Automatique,
Télécommunications, Signal »**

présentée et soutenue publiquement

par

Christophe CARTIER MILLON

le 4 Novembre 2002

Titre :

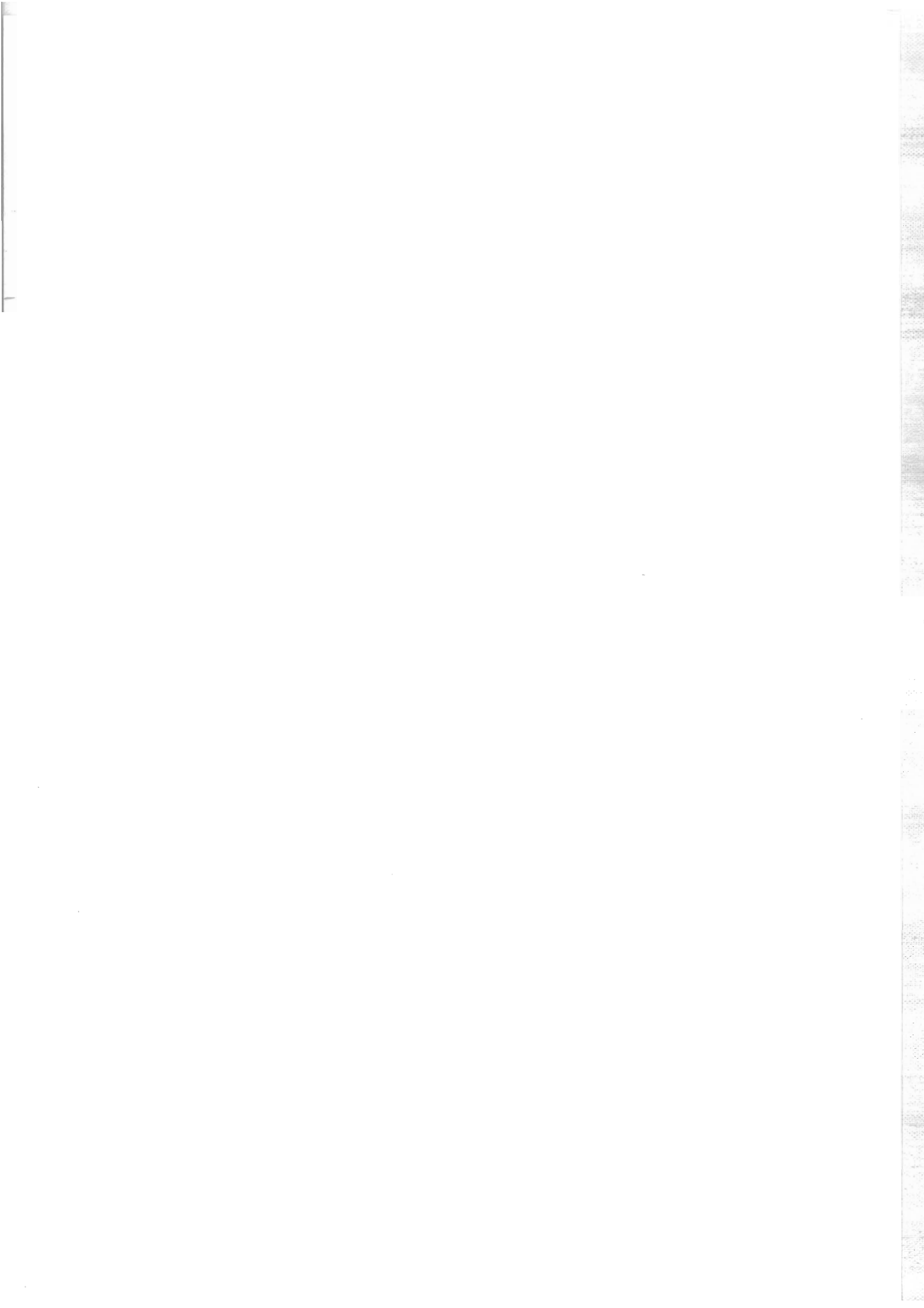
**ACTIONNEURS ROTATIFS MAGNETOSTRICTIFS
A ACCUMULATION DE PAS**

Directeurs de thèse :

Philippe BENECH
Orphée CUGAT

JURY

M. M. AMIET	, Président
M. B. MULTON	, Rapporteur
M. H. LEGALL	, Rapporteur
M. D. GIVORD	, Examineur
M. M. IVANES	, Examineur
M. Ph. BENECH	, Directeur de thèse
M. O. CUGAT	, Co-encadrant



A mes Parents,
et à la mémoire des leurs.

Remerciements

Traditionnellement et avec le plus grand des plaisirs, c'est sur ces premières lignes que je vais tenter de remercier toutes les personnes qui ont participé de près ou de loin à l'achèvement de ce travail.

Il est toujours difficile pour les enfants d'apprécier comme il se doit la valeur des efforts accomplis par leurs parents. Et je dois bien avouer que sans leurs encouragements (quelques coups de pieds aux fesses!), leurs extrêmes gentillesse et compréhension, je ne serai pas aujourd'hui en train d'écrire ces quelques lignes...

Simone et Nicol, je suis conscient de tous vos efforts et sacrifices et je vous serez éternellement reconnaissant pour tout ce que vous avez permis que soit ma vie.

Je tiens à remercier Messieurs M. Ivanès, Responsable de la formation Génie Electrique et J.P. Rognon, Directeur du LEG, pour m'avoir permis d'intégrer le Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble et de poursuivre ces années de DEA et de Thèse, ... à moins que ce ne soient elles qui m'aient poursuivies!!!

Je remercie également toutes les personnes du jury qui ont bien voulu prêter de l'intérêt à ce travail.

Merci à Philippe Benech et Orphée Cugat pour m'avoir proposé ce sujet, pour m'avoir poussé, encouragé et encadré comme il se doit. Merci à vous d'avoir vos qualités scientifiques et humaines. Orphée plus particulièrement, je tiens à t'exprimer ma plus profonde reconnaissance pour toute ton aide "extra scolaire".

Mais que seraient ces remerciements sans parler de mes amis. Ce sont eux qui m'ont fait aimer la vie. Ils me rendent meilleur à mesure que je les trouve meilleurs eux-mêmes.

Je pense aux copains de JDR, mes amis de toujours, Job, ti Pascal&Ange, Nono, Fedwa, Francky, Dam's (tu mérites plus de lignes, mais bon...) et Fioflo, pour toutes les discussions (avé Raph&Angel), les moments de bêtises, de rigolades, de combats à l'épée à deux main et autres "pièges à moi" qui m'ont fait oublier bien des soucis. "Iaorana" à toi aussi Jeff, compagnon éternel de vadrouilles, de plongées,..., les voyages ça sert surtout à embêter les autres une fois qu'on est revenu!

Merci à vous tous mes amis du Labo. A toi Fab, mon quasi frère, pour tout ce qu'on a vécu ensemble, de la primaire... au LEG, c'est une histoire qui n'est pas prête de finir! Je ne vous oublis pô dans cette complicité, Monsieur le Docteur Frédéric Lepoitevin dit "Pil Poil" pour les intimes, et j'espère bientôt pouvoir intégrer votre équipe de recherche sur les autres grands

mystères de l'Univers: "Si les genoux se pliaient dans l'autre sens, à quoi ressembleraient les chaises?" ou "Les réactions turbo-nucléïques inversées de la ceinture de Buzz l'Eclair".

Djidji, un grand merci pour tout ton dévouement à mon égard. Bruno, je suis en proie à une étrange sensation, si ce n'est pas une indigestion, ça doit être la plus grande des gratitudes!!!! Merci à tous les deux pour votre amitié. Je n'oublie pas Jacqueline, Elise, Danielle, Monique, Flo, Marie-T, François, Patrick, Eric, Joël, Steph, Daniel, Tom, Jacques, et les autres ...

J'adresse plus spécialement de grands remerciements à mes amis de travail acharné, que j'adore particulièrement. J'ai pris un énorme plaisir à vous côtoyer pendant ces années.

Delphine, pour tous nos moments de complicité, de fou-rire, de petites farces, de crème à rasée, ..., qui m'ont mis du soleil tout plein la tête. Fleur, pour toute ta gentillesse, ton écoute (d'une oreille!), et tout le reste, tu es une très grande amie. Olivier, pour ton beurre salé et tes coups de gueules qui m'ont toujours bien fait rire. Mick, pour nos genoux communs,... tu aimes le foot et Amiens nous a battu au Hockey, mais personne n'est parfait, Vive la Chartreuse et le Kenya et bon week-end! Aktham, pour tes fameux falafels, ton extrême sympathie et tes encouragements. JD pour tes bons conseils, ta gentillesse et ton agrandisseur photo qui m'appartiendra dans un an et un mois! Sans oublier mes compagnons d'arsouilles et de bastons, les pti gars en blouson noir, Gillou Sadérap, Banban Jguidonpo et Raphou Mélégaz, pour les ballades, les pastis, les muscles, les tabazes au hockey, et le reste... Merci pour tout à vous trois, et "On the road again". Un grand merci à Farid, Olivier Chadebec et au père Guigui venu en VTT du froid BTien, qui en plus d'être un ami m'a rendu de grands services sur cette thèse.

Je donnerai enfin la pensée du jour, acquise par l'expérience de ces trois années : La théorie c'est quand on sait tout et que rien ne fonctionne, la pratique c'est quand tout fonctionne et que personne ne sait pourquoi! Pffff, c'est pas facile!! Mais c'est seulement de la Science que peut jaillir la lumière. Cela, nous le savons, et pas seulement de Marseille (Merci Pierre!).

Encore un mot,

Ἰἄἰἱἰἰἰ

ἰἰ ἰἰἰἰἰἰἰἰ ἰἰἰἰἰἰἰἰἰ ἰἰἰἰἰἰἰ ἰἰἰἰ ἰἰἰἰἰἰ

Petit Jeu :

Si toi aussi tu veux jouer, louche sur la figure III.29. Tu me verras alors courir tout nu dans les sous bois printaniers en criant "Youpi, c'est fini!".

SOMMAIRE

Sommaire

Introduction	1
Chapitre 1 : La magnétostriction	
1.1. Introduction	4
1.1.1. Historique	4
1.2. Le phénomène physique mis en jeu	6
1.2.1. Les forces de liaison	6
1.2.2. Aimantation des matériaux	8
1.2.3. Couplage magnéto mécanique	15
1.2.4. L'Hystérésis	17
1.2.5. Magnétostriction inverse	18
1.3. Les principaux effets magnétostrictifs	18
a) Effet Joule longitudinal	18
b) Effet Villari	19
c) Effet Joule transversal	20
d) Effet Wiedemann	20
e) Effet de variation de volume	20
f) Effet de variation du module de Young, effet ΔE	21
1.4. Les matériaux magnétostrictifs	22
1.4.1. Introduction	22
1.4.2. Les Métaux	22
1.4.3. Les terres rares	23
a) Température de Curie et magnétostriction	23
b) Matériaux amorphes	24
c) Alliages polycristallins et Terfenol-D	24
d) Comparaison des propriétés du Terfenol-D et des piézo-électriques	25
1.5. Les barreaux à magnétostriction géante	26
1.5.1. Précontraintes mécanique et pré-aimantation	28
1.6. Conclusion	29
Références	30
Chapitre 2 : Actionneurs à Structures Variables, Etat de l'art	
2.1. Introduction	34
2.2. Qu'est ce qu'un Actionneur?	34
2.3. Avantages économiques des actionneurs	35

2.4.	Tendance d'évolution	36
2.5.	Qu'est-ce qu'un matériau actif, adaptatif, "intelligent"?	36
2.5.1.	Objectifs de la technologie	37
a)	Contexte concurrentiel et économique	37
b)	Exigences relatives aux nouveaux matériaux	37
2.5.2.	Programmes de recherches	39
2.5.3.	Recherche en nouveaux matériaux actifs	40
2.6.	Actionneurs en Alliages à Mémoire de Forme (AMF)	41
2.6.1.	Introduction	41
2.6.2.	L'effet à Mémoire de Forme	41
2.7.	Actionneurs piézoélectriques	44
2.7.1.	Introduction	44
2.7.2.	L'effet piézoélectrique	44
2.7.3.	Les actionneurs directs	45
2.7.4.	Les Actionneurs amplifiés	45
2.7.5.	Les actionneurs rotatifs piézoélectriques	46
a)	Moteurs piézo-électriques à onde progressive	47
2.8.	Actionneurs Magnétostrictifs	49
2.8.1.	Introduction	49
2.8.2.	Matériaux magnétostrictifs	50
a)	Applications ultrasonore et acoustique	52
b)	Les actionneurs linéaires	54
2.8.3.	Les moteurs/actionneurs magnétostrictifs	56
a)	Les moteurs linéaires	56
b)	Actionneurs et moteurs rotatifs	58
2.8.4.	Conclusion	64
2.9.	L'expérience du LEG	64
2.9.1.	Notre principe de fonctionnement	66
2.10.	Conclusion	67
Références		69

Chapitre 3 : Actionneur Spiral Magnétostrictif

3.1.	Introduction	73
3.2.	Choix du matériau magnétostrictif	74
3.2.1.	Quelques précisions sur les alliages de Fer-Cobalt	77
3.3.	Cahier des charges	78
3.4.	Forme de la partie active. Pourquoi une spirale?	78
3.4.1.	Principe de fonctionnement	79
3.4.2.	Conclusion	81
3.5.	Les différents blocs de l'actionneur	82
3.5.1.	La partie active	82

3.5.2.	Le bloc moteur et le circuit magnétique	82
3.5.3.	Les modules de blocage	84
3.6.	Fonctionnement de l'actionneur	85
3.6.1.	Photographies du prototype	87
3.6.2.	Essais en rotation de l'actionneur	88
3.6.3.	Conclusion	89
3.7.	Simulations Flux3D	89
3.8.	Modélisation par ATILA	91
3.8.1.	Introduction	91
3.8.2.	Matrice magnéto-élastique du Fer-Cobalt	92
a)	Masse volumique	92
b)	Caractéristiques élastiques	92
3.8.3.	Caractéristiques magnétiques	92
3.8.4.	Couplage magnéto-élastique	93
3.9.	Modélisation sous ATILA par équivalence piézoélectrique	95
3.9.1.	Introduction	95
3.9.2.	Remarque Générale	95
3.9.3.	Modélisation sous Atila	96
a)	Définition de la géométrie et du maillage.	97
b)	Définition de la physique du modèle.	97
c)	Propriétés	98
d)	Conditions aux limites	99
3.9.4.	Résultats numériques	100
a)	Evaluation de l'angle de rotation	101
b)	Conclusion sur l'équivalence piézoélectrique	101
3.9.5.	Calcul des modes propres de la structure	102
a)	Structure bloquée en périphérie.	102
b)	Conclusion sur le calcul des modes propres	103
3.9.6.	Essai de calcul du couple	104
a)	Remarques sur le calcul des forces	104
b)	Calcul du couple	104
3.9.7.	Conclusion	105
3.10.	Conclusion	106
	Références	107

Chapitre 4 : Actionneur Rotatif Magnétostrictif de type Barreau

4.1.	Introduction	110
4.2.	Choix du matériau magnétostrictif	110
4.3.	Principe de fonctionnement	112
4.3.1.	Introduction	112
4.3.2.	L'élément actif	112
4.4.	Les modules de blocages	115

4.5. Modélisation du barreau de Terfenol-D	118
4.5.1. Origine de l'hystérésis	118
a) Introduction : La théorie paramagnétique de Langevin	119
b) Théorie ferromagnétique de Weiss	121
c) Modèle hystérétique ferromagnétique	123
4.6. Modèle magnétostrictif hystérétique	127
a) Analyse du modèle	130
4.7. Calcul de la force du barreau de Terfenol-D	132
4.8. Etude du barreau Magnétostrictif sous Flux-2D	136
4.8.1. Comportement fréquentiel	136
4.8.2. Polarisation magnétique	138
4.9. Estimation de la rotation	140
4.10. Couple Statique des électroaimants	141
4.10.1. Modélisation des électroaimants sous Flux-2D	143
4.10.2. Conclusion	144
4.10.3. Perspectives d'évolution	145
a) Comparaison des forces des électroaimants	146
4.11. Expérimentations	148
4.11.1. Introduction	148
4.11.2. Fonctionnement de la commande	148
4.11.3. Relevés des alimentations	149
a) La bobine d'excitation du barreau	149
b) Les électroaimants	150
4.11.4. Les allongements du barreau	151
a) Effet d'une précontrainte mécanique	151
b) Polarisation statique et doublement de fréquences	153
c) L'ensemble Aimants-Ressort	156
4.11.5. Etude de l'ensemble du prototype	157
a) Mesures de pas angulaire	157
b) Vitesse de rotation	163
c) Couple du prototype	165
d) Rendement du prototype	165
4.12. Conclusion	169
Références	170
Conclusion générale et Perspectives	172
Annexes	176

INTRODUCTION

Introduction

La recherche dans l'amélioration des systèmes d'actionneurs, que ce soit au niveau des rendements, des procédés de fabrication ou de la réduction des coûts, a toujours porté les perspectives dans les limites de la connaissance technologique. La veille y est féroce puisque que les applications qui y sont générées répondent à des besoins dont les enjeux sont très importants.

L'étude de la magnétostriction, qui est le couplage fort entre les propriétés magnétiques et mécaniques de certains matériaux, lié à la déformation du nuage électronique d'un matériau en présence d'un champ magnétique, héritage de la dernière guerre (ou son utilisation se limitait aux sonars) est en passe aujourd'hui de prendre un nouvel essor, et une toute autre ampleur. Considérée la plupart du temps comme une nuisance ; on lui attribue, par exemple, la génération du bruit dans les transformateurs ; on la remarque depuis quelques années comme ayant des propriétés de déformations intéressantes à l'actionnement.

Les principales qualités d'un système utilisant le phénomène magnétostrictif comme principe actif, sont de présenter des forces importantes et de faibles vitesses, tout en ayant un volume et un poids inférieurs aux systèmes classiques. Ce sont les points importants qui ont retenu l'attention du monde technologique, et entre autres l'aéronautique. Déjà, bon nombre d'actionneurs linéaires ont vu le jour. Pourtant, l'extrapolation de ces manifestations à des applications rotatives efficaces tarde à jaillir.

Le sujet de cette thèse porte donc sur l'étude et la faisabilité de nouveaux actionneurs rotatifs à base de matériau actif magnétostrictif, afin de proposer des solutions innovantes pour remplacer, soit des actionneurs électriques classiques, soit des actionneurs hydrauliques dans les applications spécifiques comme l'aéronautique. Ces travaux sont soutenus financièrement par la Direction Générale des Armées (DGA), et font partie d'un projet européen nommé MESA.

Le chapitre 1 de ce travail a pour mission de présenter de manière générale les principaux phénomènes physiques mis en jeu, ainsi que les effets magnétostrictifs les plus

remarquables. Nous présenterons par la suite ces matériaux en les comparant à d'autres principes actifs, comme les piézo-électriques, puis nous découvrirons quelles sont les méthodes visant à optimiser leurs performances.

Le chapitre 2 vise quant à lui, à exposer un état de l'art des actionneurs à matériaux actifs. Nous y présenterons les avantages économiques et les tendances d'évolutions qui font de ces matériaux adaptatifs, voire "intelligents", des objectifs économiques très importants. La suite du chapitre présentera les matériaux les plus couramment étudiés, et mettra l'accent sur les composés magnétostrictifs, dont les caractéristiques avantageuses nous intéressent particulièrement.

Le chapitre 3 propose une première solution d'actionneur très originale, basée sur une structure spirale magnétostrictive particulièrement innovante. Nous commencerons par expliquer le choix du matériau magnétostrictif employé ici, puis le principe même de la rotation et le fonctionnement global de l'actionneur en détaillant les différents blocs qui le composent. Malheureusement, les performances atteintes avec cette structure spirale, notamment le couple, ne sont pas suffisantes. Nous nous sommes donc attaché à modéliser sous les logiciels élément-finis Atila et Flux-3D, le comportement de l'élément actif. En conclusion, nous élaborerons des hypothèses sur son fonctionnement, et des suggestions pour d'éventuels développements futur.

Le chapitre 4 détaille une deuxième solution plus performante, qui a donné lieu à un prototype fonctionnel, et qui répond en partie au problème posé. Nous y exposerons le choix de l'évolution du matériau magnétostrictif, puis nous expliquerons le principe de fonctionnement. La modélisation de ces matériaux, présentant un fort couplage magnéto-mécanique non linéaire, n'est pas prise en compte dans les logiciels éléments finis dont nous disposons. Nous avons donc, par la suite, présenté un modèle analytique tenant compte des aspects magnétiques, mécaniques, couplés et non linéaires du problème. Ceci plus dans un souci de compréhension que de réelle "modélisation". Nous détaillerons enfin les performances globales du prototype, en couple et vitesse de rotation.

La conclusion de ce présent travail, mettra alors un peu plus en évidence les différents points intéressants que nous avons voulu faire ressortir, et se terminera par quelques propositions d'évolutions.

CHAPITRE 1

La magnétostriction

Chapitre 1

La magnétostriction

1.1. Introduction	4
1.1.1. Historique	4
1.2. Le phénomène physique mis en jeu	6
1.2.1. Les forces de liaison	6
1.2.2. Aimantation des matériaux	8
1.2.3. Couplage magnéto mécanique	15
1.2.4. L'Hystérésis	17
1.2.5. Magnétostriction inverse	18
1.3. Les principaux effets magnétostrictifs	18
a) Effet Joule longitudinal	18
b) Effet Villari	19
c) Effet Joule transversal	20
d) Effet Wiedemann	20
e) Effet de variation de volume	20
f) Effet de variation du module de Young, effet ΔE	21
1.4. Les matériaux magnétostrictifs	22
1.4.1. Introduction	22
1.4.2. Les Métaux	22
1.4.3. Les terres rares	23
a) Température de Curie et magnétostriction	23
b) Matériaux amorphes	24
c) Alliages polycristallins et Terfenol-D	24
d) Comparaison des propriétés du Terfenol-D et des piézo-électriques	25
1.5. Les barreaux à magnétostriction géante	26
1.5.1. Précontraintes mécanique et pré-aimantation	28
1.6. Conclusion	29
Références	30

Chapitre 1

La magnétostriction

1.1. Introduction

Ce chapitre a pour but d'exposer d'une façon générale les différents aspects liés à la magnétostriction. Dans la première partie nous définissons le phénomène magnétostrictif et donnons plusieurs rappels sur le magnétisme et la structure des matériaux afin de permettre une bonne compréhension des effets impliqués.

Les matériaux employés font l'objet de la partie suivante, où sont présentés leurs propriétés et les différents procédés de fabrication.

1.1.1. Historique

Le physicien anglais Joule, a découvert en 1842, qu'un barreau de fer soumis à un champ magnétique longitudinal s'allonge d'une valeur λ suivant la direction du champ tout en se rétractant transversalement, comme sous l'effet d'une traction mécanique. Il donna à ce phénomène le nom de **magnétostriction**. D'autres effets mécaniques dus au champ magnétique furent par la suite mis en évidence. Sur certains spécimens soumis à un champ magnétique, des flexions, des torsions, ou des variations du module de Young furent observées. Les relations entre les propriétés magnétiques et mécaniques du matériau sont réversibles. Ce sont les matériaux ferromagnétiques qui présentent les propriétés magnétostrictives les plus remarquables. Ces phénomènes ont généralement des amplitudes extrêmement faibles et présentent une forte non-linéarité ainsi que des phénomènes hystérétiques [CLA01].

Le développement des matériaux à magnétostriction géante fut encouragé par les recherches effectuées au Naval Ordnance Laboratory (aujourd'hui NSWL) de l'US Navy dans les années 1960. L'objectif était de réaliser des sonars de grande puissance pour la marine. En 1961,

l'équipe Russe de K.P. Belov [BEL01] découvrit la magnétostriction géante de quelques métaux de la famille des terres rares (lanthanides). Les effets importants ne pouvaient être obtenus qu'aux très basses températures et sous un fort champ ($H > 500 \text{ kA.m}^{-1}$).

Matériau	T,K	($\lambda_{s\parallel}$ en ppm)	Orientation du Champ
Tb	4,2	5 460	H // a
		22 000	H // c
Dy	4,2	8 500	H // a
		21 000	H // c
Gd	78	-80	H // c
		-16	H // a
Ni	78	-60	H // [111]

Tableau I.1: allongements de matériaux à basses températures suivant diverses applications du champ.

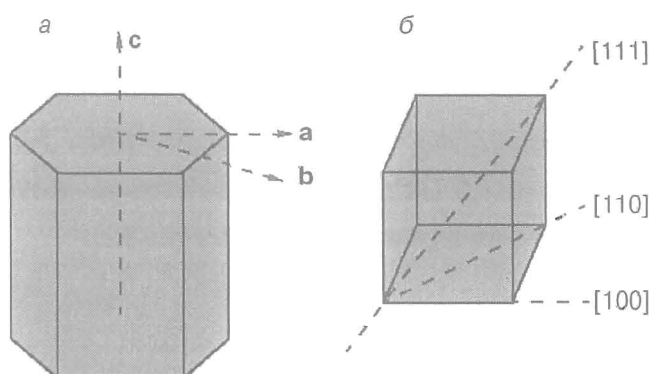


Figure I.1: Application du champ en fonction des axes cristallographiques du matériau.

Les chercheurs de l'équipe d'A.E. Clark du N.O.L., reprenant ces travaux, découvrirent que les éléments terres rares, en alliage avec du fer, permettent d'obtenir une très grande magnétostriction à température ambiante. Dans le milieu des années 1980 un alliage de conception optimale, appelé le Terfenol (Terbium-Fer / Naval-Ordance-Lab), fut mis au point et commercialisé. On a ensuite remplacé du Terbium par du Dysprosium, pour obtenir du Terfenol-D. Ces nouveaux matériaux multiplient par un facteur 100 les performances magnétostrictives classiques des matériaux connus jusqu'alors [CLA02] [TYR01] [MCM01].

Dans le domaine du génie électrique, les applications de la magnétostriction étaient jusqu'ici principalement limitées aux transducteurs pour sonars ; aujourd'hui s'ouvre tout un domaine d'actionneurs à structure variable (moteurs, actionneurs, ...) où les matériaux magnétostrictifs peuvent jouer un rôle de tout premier plan.

1.2. Le phénomène physique mis en jeu

D'une façon générale, la magnétostriction représente l'ensemble des relations et des phénomènes qui lient les propriétés magnétiques aux propriétés mécaniques des matériaux. Dans ce paragraphe nous exposons les principes de base de la science des matériaux afin d'expliquer le phénomène magnétostrictif, puis nous détaillons les différentes manifestations observables.

1.2.1. Les forces de liaison

Les atomes isolés s'associent pour former des solides grâce à la diminution d'énergie accompagnant la formation de liaisons.

Dans les métaux et alliages, les électrons de valence extérieurs de chaque atome forment un nuage d'électrons libres, ou gaz, qui s'étend dans tout le réseau. Ainsi ces électrons ont la capacité de répondre rapidement à toute sollicitation électrique, thermique ou magnétique. Et c'est là que l'on va trouver le couplage magnéto-mécanique fort.

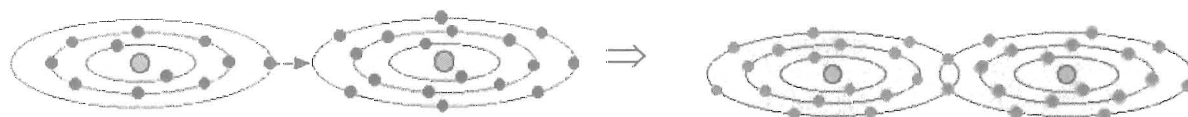


Figure I.2: Liaisons entre atomes .

La plupart des métaux possèdent une structure cristalline interne ordonnée, qui peut être imaginée comme un treillis tridimensionnel de points présentant des symétries géométriques importantes.

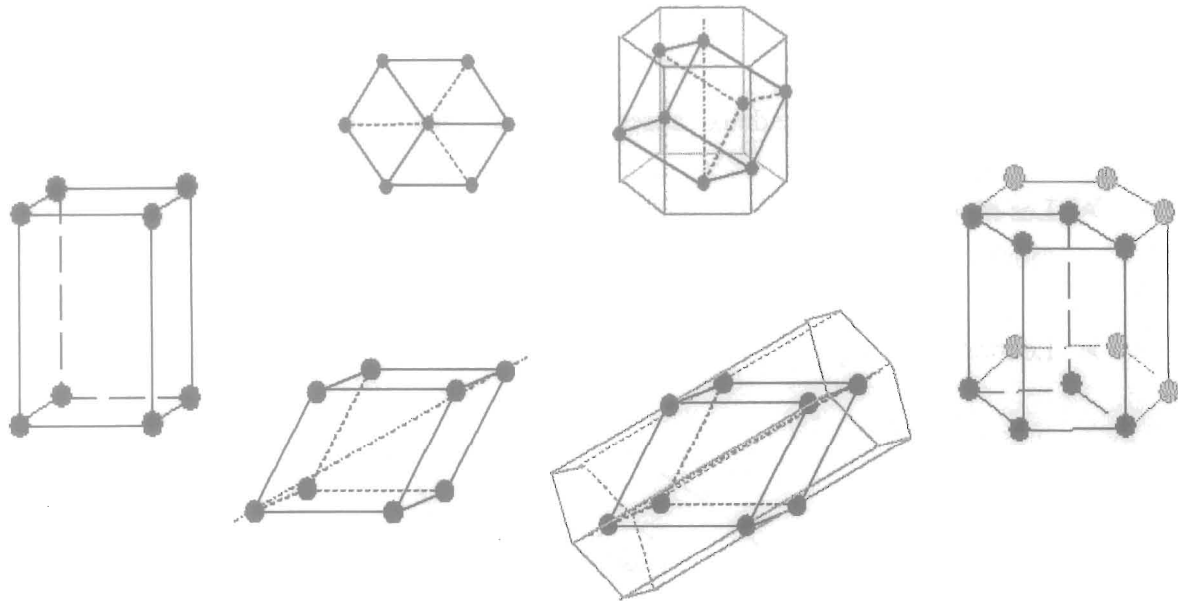


Figure I.3: Réseaux cristallins de Bravais

Dans certains matériaux, l'ordre géométrique caractéristique des solides cristallins n'est pas respecté. Ainsi les matériaux amorphes, les composés inorganiques et les polymères présentent des positions atomiques aléatoires.



Figure I.4: Représentation de structures de matériaux

La température joue un rôle important pour la structure des matériaux, ainsi que pour leurs propriétés magnétiques. Si la plupart des métaux ne peuvent s'obtenir sous forme amorphe, certains alliages de métaux peuvent l'être par des trempes de refroidissement très rapide. Des problèmes de transfert de chaleur ne permettent d'obtenir de tels matériaux que sous forme de poudres ou de rubans de quelques centièmes de millimètres d'épaisseur. Ainsi, dans le cas des matériaux magnétostrictifs en couche mince, il est possible d'obtenir soit une structure ordonnée cristalline, soit une structure amorphe, selon le procédé de fabrication [OHR01].

1.2.2. Aimantation des matériaux

Au niveau atomique, il existe deux causes d'aimantation d'un matériau :

- Les mouvements orbitaux : l'électron (chargé) qui tourne autour d'un noyau crée un moment magnétique (Magnéton de Bohr) : petite boucle de courant élémentaire.
- Le moment de Spin lié à la rotation de l'électron sur lui-même.

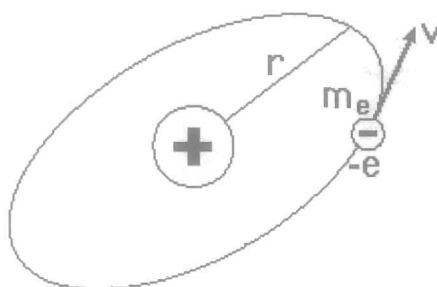


Figure I.5: Représentation schématique d'un atome.

Les électrons se répartissent en bandes d'énergie. Les bandes d'énergie indiquent les états possibles d'énergies potentielles des électrons.

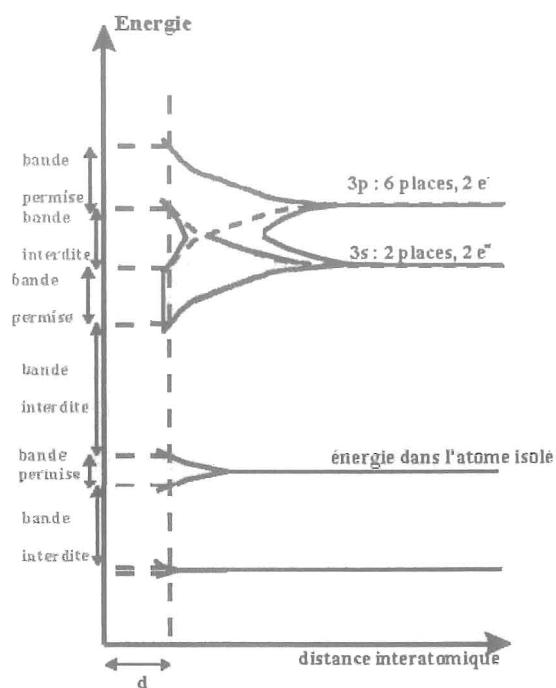


Figure I.6: Structure de bandes d'énergie.

Les couches profondes étant complètes, elles ne contribuent pas au moment magnétique. Pour minimiser l'énergie totale du système, à l'équilibre, les bandes permises sont occupées par les électrons du solide en commençant le "remplissage" par les bandes les plus profondes.

On classe les matériaux magnétiques en plusieurs catégories caractérisant leur état d'aimantation naturelle:

- **Diamagnétisme** : Un diamagnétique parfait offre une résistance au passage du champ magnétique. Les lignes de champ H ne pénètrent pas dans le matériau. La perméabilité est donc nulle. C'est l'attribut d'un matériau qui a une susceptibilité magnétique négative ($k < 0$), c'est-à-dire que l'intensité de la magnétisation induite dans le corps par un champ H sera dans la direction opposée à H .

Le phénomène de diamagnétisme faible, que présentent certains matériaux, provient de la déformation des orbites électroniques des atomes sous l'action d'un champ extérieur. Ce phénomène est réversible puisque lorsque le champ extérieur disparaît, l'action disparaît. Ce diamagnétique sature rarement.

Exemples de diamagnétiques : graphite, gypse, marbre, quartz, sel, gaz rares, bismuth, cuivre et diamant.

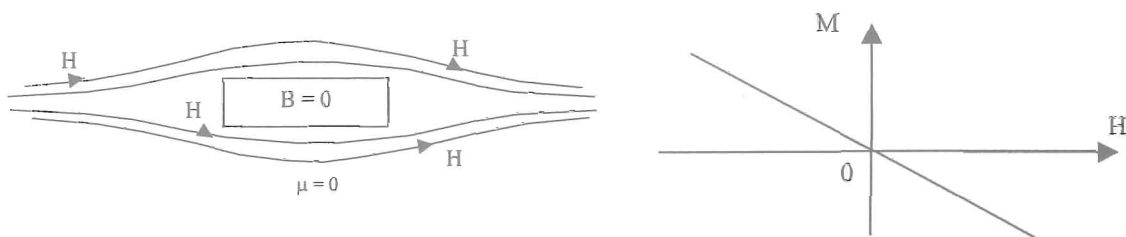


Figure I.7: Comportement d'un matériau diamagnétique placé dans un champ magnétique.

- **Paramagnétisme** : Par définition, tous les matériaux qui ne sont pas diamagnétiques sont paramagnétiques, c'est-à-dire $k > 0$.

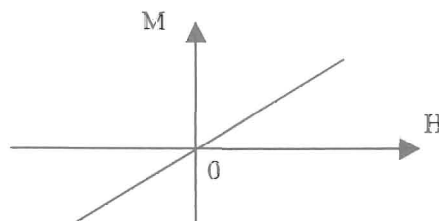


Figure I.8: Comportement d'un matériau paramagnétique placé dans un champ magnétique.

Dans un matériau paramagnétique, chaque atome a un moment magnétique non nul. Sous l'action d'un champ extérieur, ces moments magnétiques s'orientent dans le champ et augmentent le champ H appliqué.

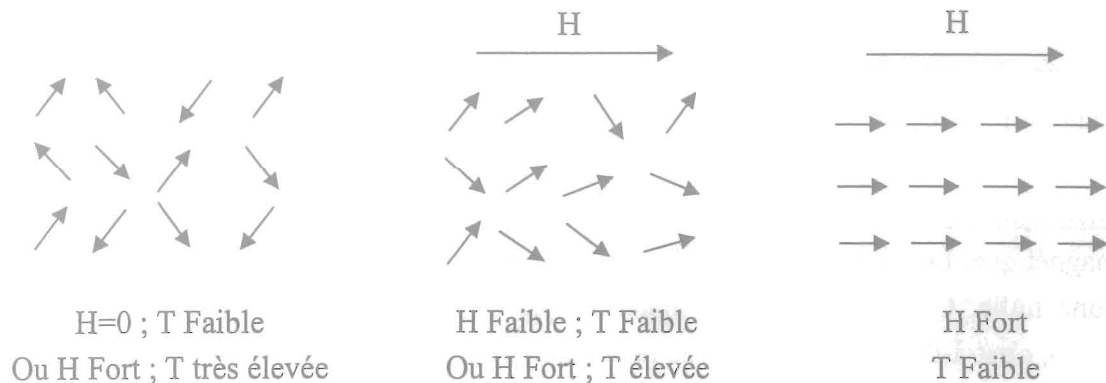


Figure I.9: Action combinée de la température et d'un champ extérieur sur un matériau paramagnétique. Les vecteurs symbolisent les moments magnétiques atomiques.

Comme pour le diamagnétisme, il s'agit d'un phénomène faible et temporaire. Contrairement au diamagnétisme, la réponse d'un matériau paramagnétique vise à renforcer l'action du champ H extérieur. Notons que ce phénomène diminue avec l'augmentation de la température puisque l'agitation thermique désoriente les dipôles magnétiques élémentaires.

La plupart des métaux sont paramagnétique.

Les deux effets (diamagnétique et paramagnétique) ne créent pas d'aimantation importante. Il faut deux conditions pour observer une aimantation dans un matériau : des atomes porteurs de moments magnétiques et un comportement collectif de ces atomes. Trois types de configurations sont envisageables dans ce cas :

- le ferromagnétisme : La magnétisation d'un matériau ferromagnétique correspond à l'orientation des dipôles élémentaires dans une même direction. À la différence des paramagnétiques, cette orientation peut se faire spontanément, en l'absence d'un champ H extérieur.

La région de l'espace dans laquelle tous les moments magnétiques sont orientés selon une même direction s'appelle un domaine (de Weiss) et les limites entre ces domaines, des parois (de Bloch).

Si on place un matériau ferromagnétique dans un champ H extérieur, les parois vont se déplacer de manière à renforcer le champ H extérieur. Si H augmente beaucoup, le domaine favorablement orienté occupera tout le volume du matériau qui est alors magnétisé à saturation.

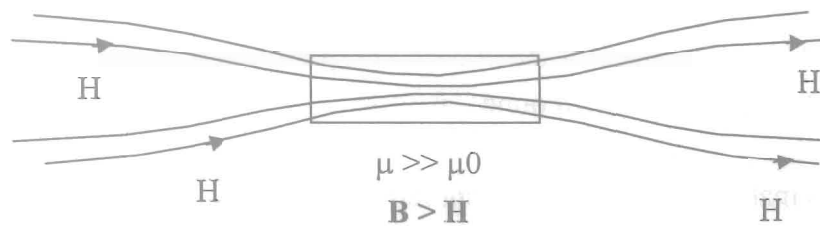


Figure I.10: Comportement d'un matériau ferromagnétique dans un champ magnétique H , avec une perméabilité élevée.

- **l'antiferromagnétisme** : Lorsque la somme des moments magnétiques des sous-ensembles parallèles et antiparallèles est nulle dans un matériau qui autrement serait considéré comme ferromagnétique, la susceptibilité résultante sera très faible, de l'ordre des substances paramagnétiques. Ces substances sont nommées antiferromagnétiques. L'hématite est un minéral possédant cette propriété.
- **le ferrimagnétisme** : Ce sont des matériaux dans lesquels les domaines magnétiques sont subdivisés en régions qui peuvent être alignées dans des sens opposés les uns aux autres, mais dont le moment magnétique n'est pas nul lorsque le champ extérieur l'est.

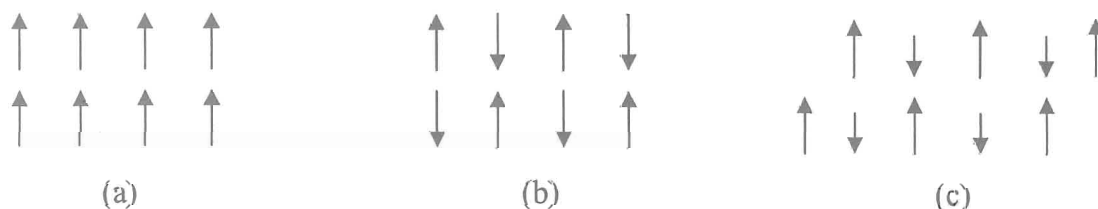


Figure I.11: Répartition des moments magnétiques élémentaires: (a) ferromagnétiques, (b) antiferromagnétiques et (c) ferrimagnétiques.

Il reste encore les héliomagnétique, les spérimagnétique et les spiromagnétique, que nous n'aborderons pas ici.

Il peut donc y avoir:

1. Un nombre égal de sous-domaines de directions opposées mais l'alignement magnétique d'un sous-ensemble peut être plus fort que l'autre. C'est le cas de l'ilménite, la magnétite, la titanomagnétite et les oxydes de fer ou fer et titane.
2. Le nombre de sous-domaines d'une direction est plus important que le nombre dans l'autre direction. C'est le cas de la pyrrhotine.

Presque tous les matériaux magnétiques sont ferrimagnétiques.

Lorsque l'on augmente la température d'un matériau de type ferromagnétique, celui-ci va progressivement voir son aimantation spontanée diminuer.

Matériau	Tc en °C
nickel	358
fer	770
cobalt	1 115

Tableau I.2: Exemples de matériaux en fonction de la température de Curie Tc, au-dessus de laquelle ils perdent leur propriété ferromagnétique.

La température de Curie, notée Tc, propre à chaque matériau, marque le seuil à partir duquel son comportement devient de type paramagnétique.

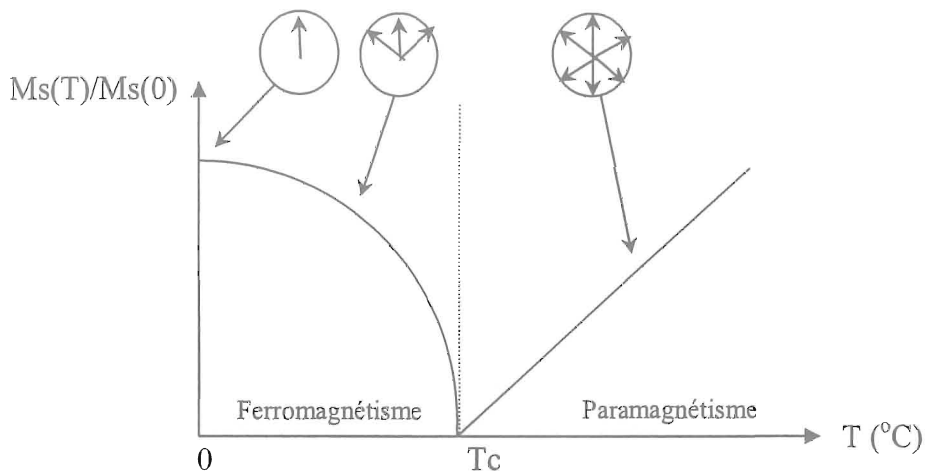


Figure I.12: Représentation théorique de la variation thermique de la magnétisation spontanée M_s dans un matériau ferromagnétique simple (les bulles illustrent l'effet de l'agitation thermique sur les moments)

Par ailleurs, plusieurs phénomènes vont régir le comportement collectif des moments magnétiques des matériaux :

- l'énergie d'échange, à l'échelle atomique, impose l'arrangement collectif des moments et tend à les maintenir tous parallèles.
- l'énergie magnétostatique, à l'échelle macroscopique, s'oppose à l'établissement d'une aimantation uniforme.
- l'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline, impose des axes de facile aimantation liés à la géométrie du cristal.
- l'énergie magnéto-élastique : il peut apparaître une énergie d'anisotropie liée à la déformation du cristal (qui favorise un des axes), ou bien le cristal peut se déformer spontanément si cela lui permet de diminuer son énergie interne.

Dans le cas des matériaux ferromagnétiques il existe un fort champ moléculaire interne qui oriente spontanément les moments. On définit alors une aimantation spontanée qui est la somme des moments du matériau par unité de volume (pour une température inférieure à T_c).

Si ces matériaux s'aimantent facilement, ils présentent généralement une aimantation globale très faible en l'absence de champ magnétique extérieur. Weiss formula alors l'hypothèse de la subdivision du matériau en une multitude de domaines élémentaires, deux domaines adjacents étant aimantés à saturation (minimisation de l'énergie d'échange) suivant des directions anti-parallèles (minimisation de l'énergie magnétostatique) et séparés par une paroi.

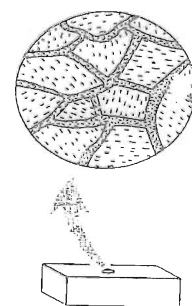
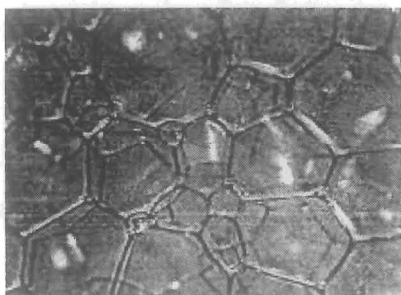


Figure I.13: Domaines magnétiques dans une substance ferromagnétique. Dans chaque domaine, les moments magnétiques atomiques tendent à être alignés. Les parois séparant les domaines sont des zones de moments atomiques non-alignés.

Dans un monocristal, l'orientation de l'aimantation à l'intérieur d'un domaine n'est pas quelconque ; il existe en effet des directions d'aimantations privilégiées qui sont imposées par la géométrie du réseau cristallin (minimisation de l'énergie d'anisotropie). L'aimantation se positionne naturellement suivant ces directions dites de facile aimantation.

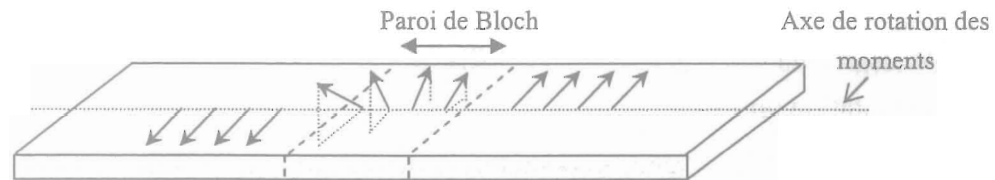


Figure I.14: Rotation de l'aimantation.

Lorsque l'on applique un champ magnétique à un matériau ferromagnétique, les parois vont tout d'abord se déplacer au profit des domaines dont l'aimantation est proche du champ. Dans un second temps, l'aimantation des domaines va s'aligner progressivement avec le champ appliqué, au fur et à mesure que son intensité augmente. L'alignement progressif des domaines explique alors la courbe non-linéaire hystérétique B-H observée : à saturation, tous les domaines - ou presque - sont alignés avec le champ extérieur. Si le champ appliqué n'a pas pour direction une des directions de facile aimantation du cristal, la saturation nécessitera des champs d'autant plus intenses que l'énergie d'anisotropie sera élevée. La surface de la courbe d'hystérésis représente l'énergie perdue lors du déplacement irréversible des parois.

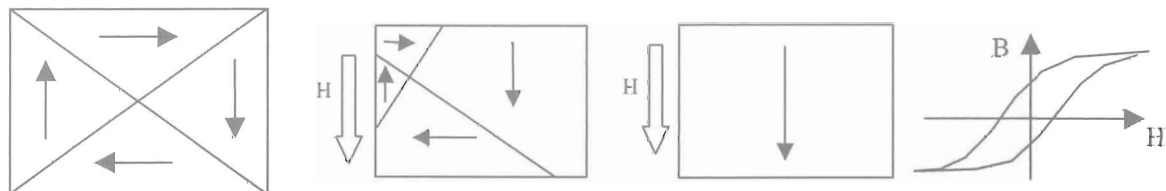


Figure I.15: Déplacements des parois de Bloch sous l'action d'un champ magnétique extérieur (Si le champ magnétique appliqué est suffisamment intense, un seul domaine occupera tout le matériau).

Ces rappels de science des matériaux permettent d'insister sur le fait que la structure cristalline et l'aimantation des matériaux sont deux phénomènes interagissant l'un avec l'autre et sont à la base du couplage fort magnéto-mécanique qui régit et donne naissance à la magnétostriction [LOR01].

1.2.3. Couplage magnéto mécanique

L'énergie magnéto-cristalline estime le couplage entre les déformations du réseau cristallin et l'état d'aimantation. C'est une interaction d'origine quantique. La magnétostriction est la conséquence de la forme non sphérique du nuage électronique de certains matériaux : lorsque le champ magnétique externe fait tourner les moments magnétiques, le nuage électronique "asphérique" tourne également et modifie l'équilibre cristallin en attirant ou repoussant les ions voisins [SAV01].

On définit généralement le coefficient de magnétostriction λ d'un matériau comme la variation relative de longueur du matériau aimanté, le matériau désaimanté correspond au coefficient de magnétostriction considéré comme nul.

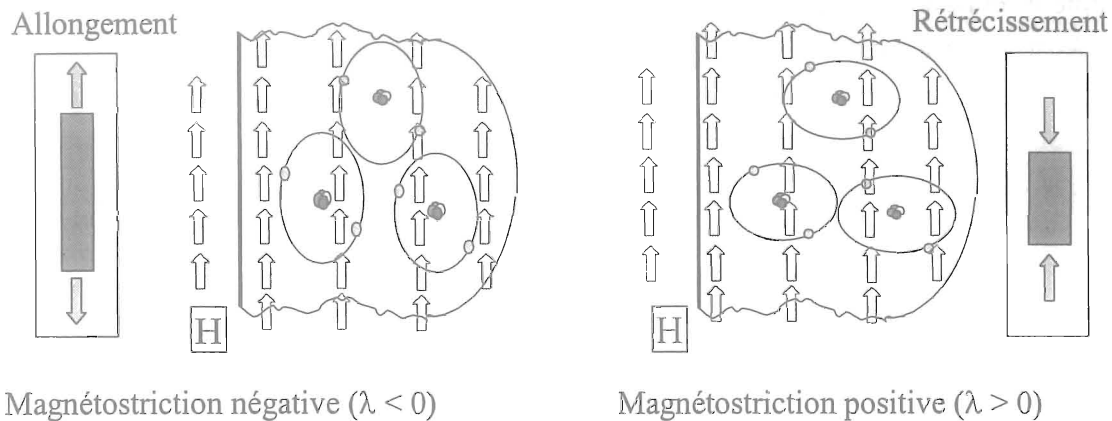


Figure I.16: Magnétostriction due à la forme non sphérique du nuage électronique du matériau.

Pour un échantillon polycristallin dont les cristallites ont une orientation aléatoire, le coefficient de magnétostriction est donné par [DEL01] (voir Annexe 1) :

$$\lambda(\theta) = \frac{3}{2} \lambda_s \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) \quad \text{Eq. I.1}$$

Avec θ : angle que fait l'aimantation avec la direction d'observation.

λ_s : magnétostriction à saturation ; elle se mesure en général à partir de la différence entre les magnétostrictions parallèle ($\lambda_{//}$) et perpendiculaire (λ_{\perp}) à l'aimantation.

Dans le cas de la magnétostriction, un effet caractéristique et facilement observable est l'allongement d'une quantité ΔL d'un barreau magnétostrictif (Fer, Terfenol D,...) de longueur L sous l'action d'un champ magnétique longitudinal. Une quantité λ assimilable à une déformation peut alors être définie, et qui est appelée "coefficient de magnétostriction" :

$$\lambda = \Delta L/L$$

Selon la valeur et la direction du champ magnétique appliqué, il est alors possible d'obtenir des courbes (en général non linéaires) qui caractérisent le comportement magnétostrictif longitudinal d'un barreau.

La magnétostriction d'un barreau est un phénomène non linéaire, qui présente une saturation : la courbe de magnétostriction en fonction du champ magnétique appliqué présente une asymptote horizontale qui tend vers une valeur limite " λ_s " appelée le coefficient de magnétostriction à saturation. La référence est le matériau désaimanté ; en général l'histoire magnétique du matériau n'est pas connue, pour cette raison, on effectue une mesure différentielle en considérant que :

$$\lambda_s = \frac{3}{2}(\lambda_{//} - \lambda_{\perp}) \quad \text{Eq. I.2}$$

- $\lambda_{//mes}$ est la magnétostriction à saturation lorsque le champ appliqué est parallèle à l'axe de facile aimantation de l'échantillon (elle n'est pas forcément égale à λ_s),
- Et $\lambda_{\perp mes}$ lorsque ce champ est perpendiculaire.

La considération de la conservation de volume implique : (Annexe 1)

$$\lambda_{//mes} = 3/2 \cdot \lambda_s \cdot (1-1/3) = \lambda_s \quad (\text{car } \cos 0 = 1)$$

$$\text{et } \lambda_{\perp mes} = 3/2 \cdot \lambda_s (0-1/3) = -1/2 \lambda_{\perp mes} \quad (\text{car } \theta = 90)$$

$$\text{d'où } \lambda_{\perp mes} = -1/2 \lambda_{//mes} \text{ et } \lambda_{//} = \lambda_s$$

$$\text{Ce qui permet d'en déduire que : } (\lambda_{//mes} - \lambda_{\perp mes}) = \lambda_{//} (1+1/2) = \lambda_{//} \cdot 3/2 = \lambda_s \cdot 3/2$$

Comme la quantité $(\lambda_{//} - \lambda_{\perp})$ ne dépend pas de l'aimantation initiale du matériau, on obtient ainsi une valeur exacte du coefficient λ_s .

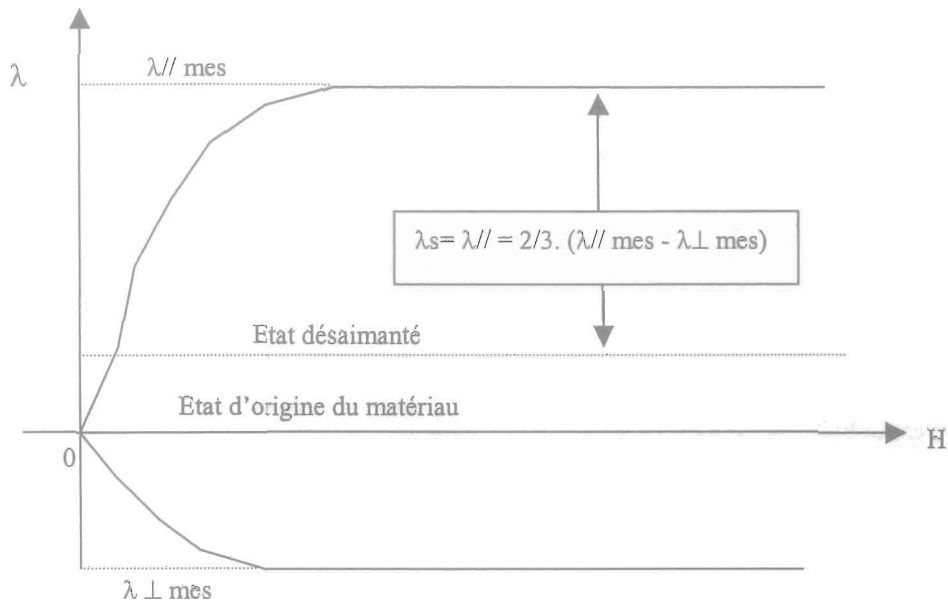


Figure I.17: Illustration de la magnétostriction parallèle et perpendiculaire due à une aimantation appliquée suivant un angle θ .

La magnétostriction dépend de l'orientation de l'aimantation par rapport aux axes du cristal. Mais, du fait des symétries, ne dépend pas de son sens [CLA02] [DEL01].

1.2.4. L'Hystérésis

Le phénomène magnétostrictif peut être considéré mécaniquement comme un phénomène élastique, pouvant induire de larges déformations non linéaires.

Cette particularité est généralement due à l'hystérésis magnétique du matériau, lequel à champ nul va garder une mémoire de son histoire magnétique caractérisée par une induction rémanente. L'effet Joule longitudinal (décrit plus loin) présente également un hystérésis tout en conservant le même signe quel que soit le sens du champ. Ces cycles d'hystérésis sont plus ou moins marqués selon le matériau (voir figure I.18)

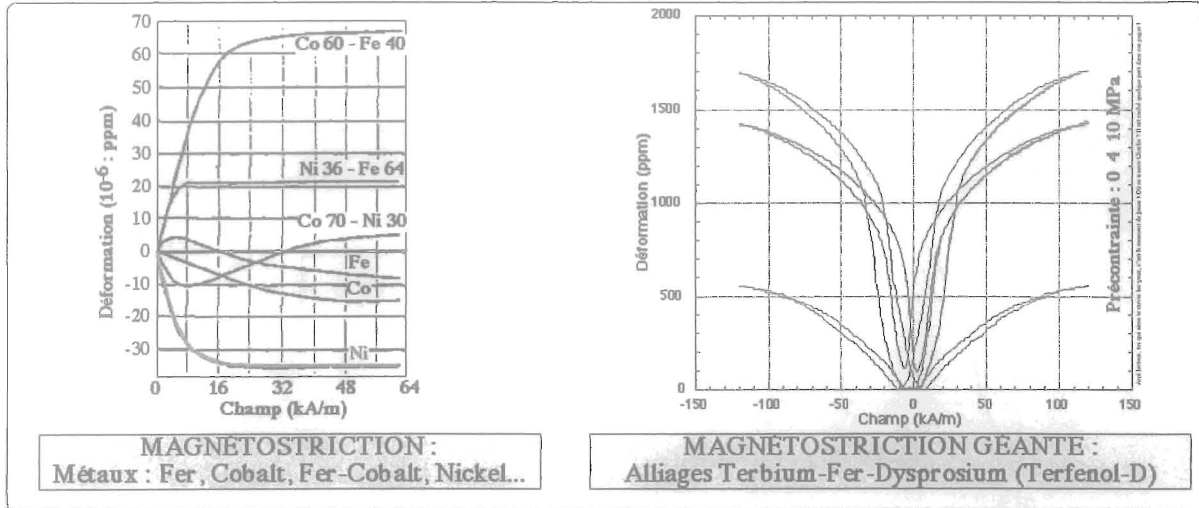


Figure I.18: Cycles d'hystérésis d'élongation en fonction du champ appliqué.

1.2.5. Magnétostriction inverse

Si une contrainte σ est appliquée à un matériau ferromagnétique, l'énergie W_σ associée à cette contrainte, autre qu'élastique, s'écrit sous la forme [DEL01]:

$$W_\sigma = -\frac{3}{2} \cdot \sigma \cdot \lambda_s \cdot \cos^2 \theta \quad \text{Eq. I.3}$$

avec θ : angle entre les directions de la contrainte et de l'aimantation.

1.3. Les principaux effets magnétostrictifs

La magnétostriction peut se manifester de plusieurs façons [DEL01].

a) Effet Joule longitudinal

C'est le phénomène le plus remarquable et le plus important. Il se caractérise par une modification de longueur ΔL d'un barreau ferromagnétique sous l'action d'un champ magnétique.

Les courbes $\frac{\Delta L}{L}$ en fonction du champ H_{ext} sont non linéaires et présentent une saturation : $\frac{\Delta L}{L}$ tend vers une valeur limite qui est le coefficient de magnétostriction à saturation λ_s . La figure ci-dessous illustre cet effet de la magnétostriction parallèle et perpendiculaire due à une aimantation appliquée suivant un angle θ . (voir Eq. I.2)

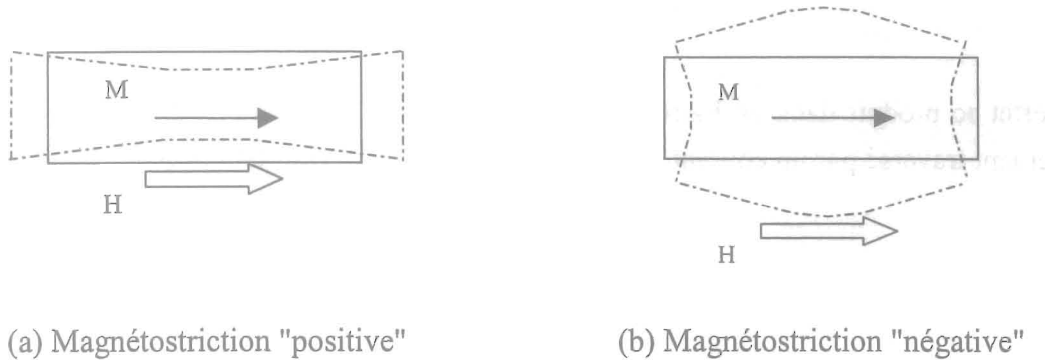


Figure I.19: Illustrations de l'effet Joule longitudinal exagéré.

b) Effet Villari

C'est le nom donné à l'effet Joule longitudinal inverse : lorsqu'on modifie la longueur naturelle d'un barreau ferromagnétique, sur lequel on applique un champ statique, on peut détecter une modification de l'aimantation.

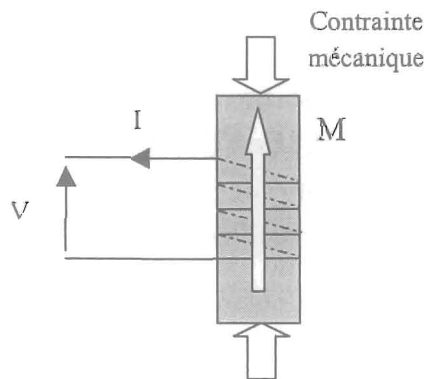


Figure I.20: Détection de la variation d'aimantation propre du matériau.

c) Effet Joule transversal

Il est lié à la contraction latérale qui accompagne l'allongement élastique du barreau magnétostrictif, à volume constant, par le coefficient de Poisson ν .

d) Effet Wiedemann

Cet effet se produit dans un barreau cylindrique aimanté suivant son axe. Si ce barreau est également traversé par un courant axial, le champ hélicoïdal résultant provoque une torsion du barreau.

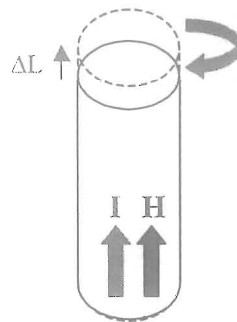


Figure I.21: Illustration de l'effet hélicoïdal de Wiedemann. Un mouvement de rotation provoqué par le courant I qui vient se superposer au champ H.

e) Effet de variation de volume

A très faible champ magnétique, il se produit une variation de volume dont l'amplitude dépend de la géométrie de l'échantillon : c'est l'effet de forme.

Lorsque le champ augmente, la rotation de l'aimantation entraîne un effet dit "de cristal".

L'effet le plus important se produit cependant pour des valeurs élevées du champ : c'est la

magnétostriction forcée. La variation de volume $\frac{\Delta V}{V}$ est alors linéaire en fonction du champ.

f) Effet de variation du module de Young, effet ΔE

La déformation cristalline due à la magnétostriction entraîne une modification des constantes élastiques du matériau (et donc de son module de Young) lorsque l'on fait varier l'aimantation. La variation ΔE du module de Young est l'une des causes du glissement des fréquences de résonances d'un matériau magnétostrictif.

On donne, à titre d'exemple, la courbe du module de Young à champ H statique pour deux alliages de Terfenol-D [CLA03].

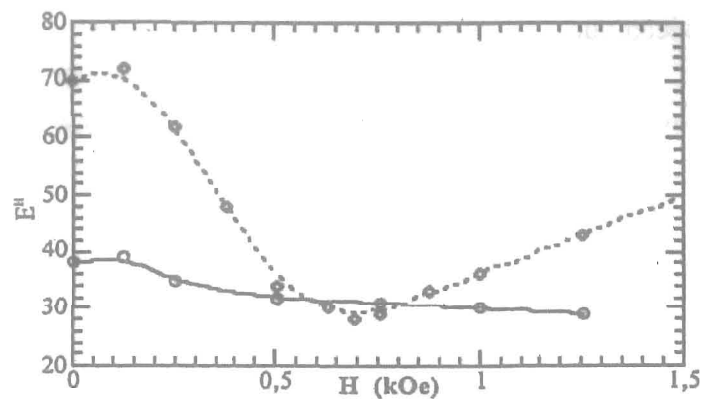


Figure I.22: Illustration de l'effet ΔE

— (Tb_{0.6}Dy_{0.4})_{0.42}Fe_{0.58}

--- (Tb_{0.6}Dy_{0.4})_{0.33}Fe_{0.67}

1.4. Les matériaux magnétostrictifs

1.4.1. Introduction

Les principaux matériaux magnétostrictifs peuvent être séparés en deux groupes : les métaux (Fer, Cobalt, Nickel...), les alliages métalliques, les ferrites d'un côté, et les alliages à base de terre rare de l'autre. L'évaluation des performances d'un matériau magnétostrictif se fait par la mesure de son coefficient de magnétostriction à saturation λ_s , et par son coefficient de couplage magnéto-mécanique.

La coercivité (résistance aux champs magnétique ambiants) du matériau doit donc être aussi faible que possible pour permettre une magnétostriction maximale en champ faible (moins de 1 kA/m) ; c'est un aspect important de ces nouveaux matériaux si on veut les rendre compétitifs [CLA04] [MCM01] [TYR01].

1.4.2. Les Métaux

Le nickel et les alliages métalliques ont été les premiers matériaux sur lesquels l'effet magnétostrictif fut observé ; le nickel, par exemple, présente un coefficient de saturation λ_s de -33 ppm. En général, les alliages métalliques ont une magnétostriction qui reste inférieure à 100. Par contre leur température de Curie est élevée ce qui garantit une bonne stabilité thermique et un fonctionnement à température ambiante.

Les ferrites ont une magnétostriction plus importante. Elles peuvent être utilisées à des fréquences élevées et présentent un fort rendement électro-acoustique. Le principal problème est leur fragilité.

Les performances de ces matériaux ne permettent pas d'envisager des applications intéressantes (ces effets sont surtout visibles dans certaines applications : vibrations dans les transformateurs et les machines électrique par exemple).

1.4.3. Les terres rares

Les terres rares possèdent des coefficients de magnétostriction extrêmement importants (de l'ordre de 1000 ppm) mais à des températures cryogéniques [CLA02,03]. Les terres rares sont en effet caractérisées par la forme anisotrope de leur nuage électronique 4f. Cette forme progresse de façon régulière dans la colonne de "lanthanides" au fur et à mesure que des électrons sont ajoutés. Ainsi, comme cela est illustré, le Samarium ressemble à un ballon de rugby alors que le Terbium est plus aplati.

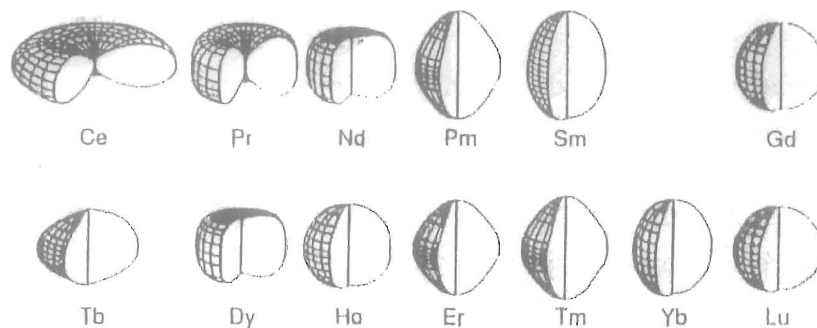


Figure I.23: Structure du nuage 4f de quelques Terres Rares.

Pour combler le problème lié aux très basses températures de Curie, ces matériaux sont alliés à du fer (dont « la T_c » est élevée) de sorte que le nuage électronique anisotropique 4f du composé terre rare soit polarisé par une forte interaction d'échange.

Ainsi, les composés $TbFe_2$ et $SmFe_2$ donnent la plus grande déformation (positive et négative) à la température ambiante [CLA05]. Dans la suite on notera **TR-M** l'alliage "Terre Rare/ Métal de transition".

a) Température de Curie et magnétostriction

La température de Curie T_c et le coefficient de magnétostriction à saturation λ_s de plusieurs matériaux poly-cristallins amorphes sont donnés dans le tableau I.3.

Matériau	λ_s (ppm) polycrital	Tc (°C) Polycristal	λ_s (ppm) amorphe	Tc (°C) amorphe
Ni	- 33	358	-	-
Co	- 62	1130	-	-
Fe	-9	707	-	-
SmFe ₂	-1560	676	- 300	403
TbFe ₂	1735	711	475	425
DyFe ₂	433	635	50	362
Tb _{0,3} Fe ₂ Dy _{0,7}	1100	380	375	-

Tableau I.3: Valeurs de λ_s et Tc

b) Matériaux amorphes

Les propriétés magnétostrictives du TbFeDy amorphe en champ faible et faible contrainte s'avèrent satisfaisantes.

Cependant lorsque l'on passe de l'état cristallin à l'état amorphe (c'est le cas des alliages TRFe₂ déposés pas pulvérisation rapide), les interactions Fe-Fe diminuent fortement ; on observe alors une forte coercivité en champ faible.

La température de Curie des alliages TR-M amorphes reste faible et entraîne une variation des propriétés magnétostrictives de ces derniers avec la température. La magnétostriction décroît de façon monotone avec l'augmentation de la température [CLA07].

c) Alliages polycristallins et Terfenol-D

Les alliages polycristallins ont une température de Curie plus élevée que les alliages amorphes ; mais ils présentent une forte anisotropie qui gêne le processus de rotation du champ. Dans les matériaux polycristallins les directions de facile aimantation sont orientées aléatoirement.

Les fortes valeurs de magnétostriction sont souvent associées à une forte anisotropie. L'introduction de Dysprosium permet d'adoucir le matériau ; le Terfenol-D a une stœchiométrie [CLA04] qui est en moyenne la suivante : "Tb_{0,3}Dy_{0,7}Fe₂". Une augmentation de la proportion de Terbium (Tb_{0,7}) contribuera à linéariser les caractéristiques au dépend de la déformation maximale. Alors qu'une diminution de ce composé permettra une utilisation à basses températures (Tb_{0,35}, -60°C) mais augmentera le phénomène d'hystérésis.

Dans les composés TR-Fe₂, le module de Young continue à changer bien au-delà de la saturation magnétique. Ce phénomène est associé non seulement aux mouvements de parois

mais aussi à un "assouplissement" interne du réseau cristallin, déformation due à des interactions atomiques locales de type magnéto-élastiques [CLA05] [SAV02].

Les caractéristiques élastiques de quelques alliages R-Fe₂ sont données ci-dessous. La quantité $\left(\frac{1}{2}E\lambda_s^2\right)$ représente la quantité d'énergie magnétique qui peut être transformée en énergie élastique par unité de volume (indice du coefficient de couplage).

	TbFe₂	ErFe₂	TbFe₃	Ni
$\rho(\text{g/cm}^3)$	9,1	9,7	9,4	-
E(Gpa)	94	121	131	21
$E \cdot \frac{\lambda_s^2}{2} (10^{-3}\text{J/m}^3)$	145	3,2	32	0,1

Tableau I.4: Caractéristiques élastiques d'alliages polycristallins [Clark01]

d) Comparaison des propriétés du Terfenol-D et des piézoélectriques

Le Terfenol-D permet de grandes déformations mais il a une faiblesse mécanique en traction. Il donne de plus grands allongements que les piézoélectriques mais à des fréquences moins élevées. Le tableau ci-dessous expose les différentes propriétés du Terfenol-D et des piézoélectriques [MOF01] [MCM01] [JAM01].

	Unité	Tb₂₇Dy₇₃Fe₂	PZT-Céramique
T° de Curie	°C	387	300
Déformation	Ppm	1500-2000	400
Coefficient de couplage (k33)	mA ⁻¹	0,72	0,68
Constante-d (d33)	mV ⁻¹	1,7.10 ⁻⁹	0,3.10 ⁻⁹
Densité d'énergie	J.m ⁻³	14000-25000	960
Résistivité électrique	Ω.cm	60.10 ⁻⁶	1.10 ⁻⁶
Densité	kg.m ⁻³	9,25.10 ³	7,5.10 ³
Contrainte de traction	Pa	28.10 ⁶	76.10 ⁶
Contrainte de compression	Pa	700.10 ⁶	-
Expansion thermique	µm/m.K	12	7

Tableau I.5: Propriétés comparées du Terfenol-D et des piézoélectriques

Les piézoélectriques sont prédominants dans le domaine des actionneurs [DEC01] pour des raisons de facilité de mise en œuvre. Le Terfenol-D leur est pourtant préférable notamment dans le cas d'applications demandant de la puissance à basses fréquences. L'inconvénient de ce matériau est le développement de courants de Foucault lorsque la fréquence augmente, produisant ainsi des pertes. Son prix reste également élevé : 30 € le gramme, ce qui rend son application grand public difficile.

1.5. Les barreaux à magnétostriction géante

Les barreaux que nous décrivons dans ce paragraphe sont composés d'un alliage constitué de Terbium, Dysprosium et Fer appelé Terfenol-D. Son importante déformation à température ambiante en fait le matériau le plus adapté au développement d'actionneur magnétostrictif [ENG01].

Plusieurs méthodes permettent de fabriquer ce type de barreau sous différents états cristallins. Les barreaux performants actuellement sur le marché sont des monocristaux. L'étude de ces matériaux a montré qu'ils présentent la plus forte magnétostriction suivant l'axe cristallographique [111]. Mais l'axe préférentiel de croissance cristalline du matériau est perpendiculaire à cette direction. Il est donc impossible d'obtenir de long cristaux suivant l'axe cristallographique. Les alliages polycristallins sont beaucoup plus faciles à réaliser, mais avec de moins bonnes performances ; se sont des Terfenol à Grain Non Orientés (GNO).

Des recherches [SAV03,04] ont permis d'élaborer un procédé de fabrication permettant d'obtenir des cristaux suffisamment importants pour envisager des actionneurs aux propriétés intéressantes. Ce procédé appelé T.C.S., pour Twinned Single Cristal (mono-cristaux jumelés), fait croître le cristal suivant la direction de l'axe [112]. Au niveau magnétostrictif, les mécanismes sont plus complexes.

Il y a deux techniques pour réaliser des matériaux à Grain Orientés dans la direction [112] :

- La fusion de zone verticale (FSZM material, Free-Stand Zone Melt) [MCM02,03] qui permet de réaliser des barreaux cylindriques d'une dizaine de centimètres de long s'approchant du bi-cristal parfait et présentant un saut de magnétisation. Les barreaux de Terfenol-D fabriqués par cette méthode présentent la plus grande déformation ($\lambda_s \# 2000$ ppm) mais sont très chers.

- La méthode Bridgeman permet de réaliser des barreaux faisant jusqu'à 20 cm de long et 7 cm de diamètre. Le procédé est moins parfait que pour le FSZM et leurs propriétés sont légèrement inférieures ce qui entraîne une atténuation de l'effet de saut de dendrite. Ceci implique des courbes de magnétostriction de moins grandes amplitudes mais plus linéaires.

Les fabrications classiques consistent à faire pousser un cristal puis à le tailler sous forme cylindrique ou parallélépipédique pour en faire un barreau. La croissance du barreau, puis sa découpe, nécessitent un temps assez long d'où un coût de réalisation très important [ETR01].

De nouvelles techniques de fabrications chez les sociétés TDK [MOR01] et FEREDYN, reprennent la technique de la métallurgie des poudres. Le procédé de fabrication est plus simple et rapide et permet d'obtenir des matériaux frittés de formes plus complexes. Les propriétés n'égalent pas la méthode FSZM, mais le prix est inférieur de moitié. Les matériaux à l'état de poudres sont mélangés et compactés sous la forme désirée en présence d'un champ magnétique. Ils subissent ensuite des traitements thermiques, mécaniques et magnétiques.

Propriétés	Unités	MAGMEK 91 (FEREDYN)	TDK
T° de Curie	°C	-	120
Déformation	Ppm	1100	1200
Densité d'énergie	J.m ³	11000	-
Résistivité électrique	Ω.cm	10000.10 ⁻⁶	-
Densité	kg.m ³	7,3.10 ³	-
Contrainte de traction	MPa	120	-
Contrainte de compression	MPa	250	500
Perméabilité (μ)	-	-	4 à 9
Fréquence Max	kHz	60	100

Tableau I.6: Propriétés comparées du matériau Magmek 91 de FEREDYN et de TDK.

Un barreau FSZM de diamètre 7mm et de longueur 20mm coûte environ \$320 [ETR01]. Le matériau actif est de loin l'élément le plus cher d'un actionneur magnétostrictif. Une réduction des coûts pourrait élargir les champs d'applications.

1.5.1. Précontraintes mécanique et pré-aimantation

La figure I.24 montre les caractéristiques de déformations λ en fonction du champ magnétique H .

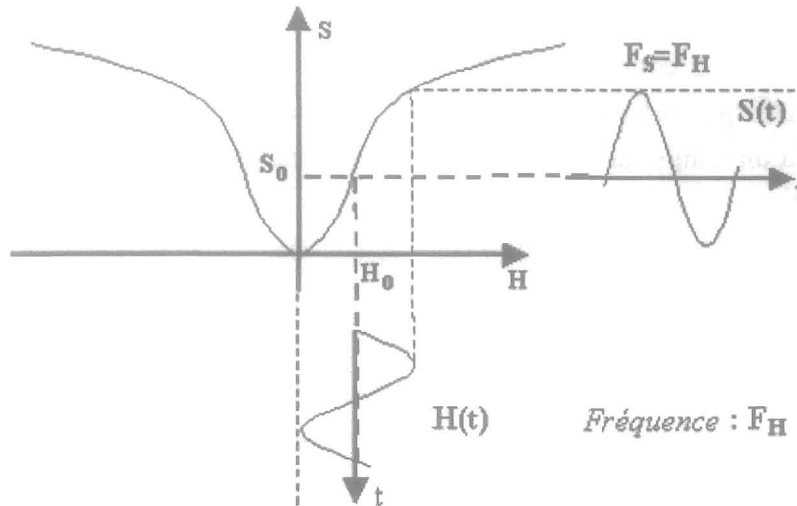


Figure I.24: Pré-polarisation magnétique

Afin d'optimiser l'utilisation d'un barreau magnétostrictif, il faut le pré-aimanter (application d'un champ magnétique constant) pour obtenir une déformation de même fréquence que le courant d'alimentation. La pré-aimantation du barreau avec un aimant (champ statique), modifie le point de fonctionnement. L'application d'un champ magnétique variable autour de ce point permet au barreau de s'allonger et de se contracter dans sa zone de déformation linéaire.

Il faut également lui appliquer une pré-contrainte mécanique pour augmenter sa déformation en orientant les domaines magnétiques perpendiculairement à l'axe de compression. De manière générale lorsque la précontrainte augmente, le coefficient piézo-électrique d_{33} (qui correspond à la pente des courbes $\lambda(H)$) augmente, alors que la perméabilité diminue [YOS01].

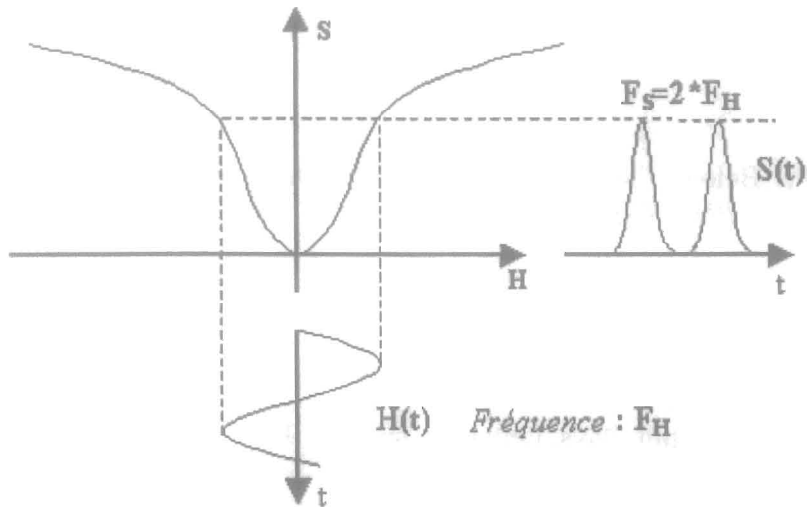


Figure I.25: doublement de fréquence

Il faut donc un champ magnétique plus important pour obtenir le même déplacement. Le point de polarisation doit également être relevé en augmentant la valeur du champ statique afin d'éviter le problème de doublement de fréquence.

1.6. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les composants relatifs à la magnétostriction, en exposant les phénomènes physiques, les principaux matériaux et leurs caractéristiques. Nous avons exposé les avantages de ces matériaux et les problèmes dus au couplage des propriétés physiques.

Les recherches avancent pour mettre au point de nouveaux matériaux toujours plus compétitifs avec des déformations plus importantes, une plus grande linéarité, une réduction de l'hystérésis, et surtout avec des coûts inférieurs !

Les propriétés de ces matériaux, et plus particulièrement celles du Terfenol-D, seront utilisées dans la suite de ce mémoire pour la réalisation d'un actionneur rotatif magnétostrictif.

Références

1. [BEL01] K.P. Belov, "Magnetostriction phenomena and materials with gigantic magnetostriction", *Phys. Usp.*, 1996, 623-634.
2. [CLA01] A.E. Clark, "Magnetic and magnetoelastic properties of highly magnetostrictive rare earth-iron laves phase compounds", AIP Conference Proceedings, No 18, Part 2, pp. 1015-1029, 1974.
3. [CLA02] A.E. Clark, *Appl. Phys. Letter* 11, pp642, 1973.
4. [CLA03] A.E. Clark, "Magnetoelastic coupling and the origin of giant magnetostriction", Proc. GMM&A Tokyo Symposium, Japan, pp 9-14, Nov 1992.
5. [CLA04] A.E. Clark, M. Wun-Fogle, J.P. Teter, J.B. Restorff, S.F. Cheng, "Magnetization, Young's moduli and magnetostriction of rare-earth-iron alloys with $R=Tb_{0.6}Dy_{0.4}$ ", *J. Appl. Phys.* 76, pp 7009-7011, 1994.
6. [CLA05] A.E. Clark, H.T. Savage, "Magnetostriction of rare earth-Fe₂ compounds under compressive stress", *J. Magn. Mat.*, Vol. 31-34, pp849-851, 1983.
7. [CLA06] A.E. Clark, M.L. Spano, H.T. Savage, "Effet of stress on the magnetostriction and magnetization of rare earth-Fe_{1.95} alloys", *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 19, No5, 1964-1966, Sept 1983.
8. [CLA07] A.E. Clark "Magnetostrictive rare earth Fe₂ compounds" Chap.7 in *Ferromagnetic materials*, Vol.1, ed by E.P. Wohlfarth [North Holland 1980], pp 531-589.
9. [DEC01] J.N. Decarpigny, B. Hamonic, "General introduction to ATILA", Proceeding of the International Workshop on Power Sonic and ultrasonic transducers design, Toulon, France, Juin 1990.
10. [DEL01] E. du Trémolet de Lacheisserie, "Magnétostriction: Theory and applications of Magnetoelasticity", Boca Raton: CRC Press, 1993.
11. [DEL02] E. du Trémolet de Lacheisserie, F. Claeysen, "Les magnétostrictifs, des matériaux qui bougent au gré des aimants", *La recherche*, Vol. 26, Sept 1995.
12. [ENG01] Göran Engdahl, "Handbook of giant magnetostrictive materials", Royal institute of Technology, Stockholm, Sweden, Academic press, 2000.
13. [ETR01] ETREMA commercial datasheets, Ames, IO, (US), www.etrema-usa.com, March 2000.

14. [JAM01] R.D. James, D. Kinderlehrer "Theory of magnetostriction with application to Terfenol-D", J. Applied Physics 76, pp 7012-7014, 1994.
15. [LOR01] P. Lorrain, D.R. Corson, "Champ et ondes electomagnetiques", Armand Collin, coll. U, 1992.
16. [MCM01] O.D. McMaster, "Magnetostrictive matériaux", Proc. Int. Work on Power Transducers for Sonics and Ultrasonics. Ed. B.F. Harmonic and all: Toulon, France, pp 21-25, 1992.
17. [MCM02] O.D. McMaster, "Preparation of Terfenol-D transducer elements by float zone solidification", A five day course on highly active magnetostrictive transducers, Ed. Carl Tyren, Lund (Suède) : Terfenol AB, p. 6, 1986.
18. [MCM03] O.D. McMaster, J.D. Verhoeven, E.D. Gibson, "Preparation of Terfenol-D by float zone solidification", Journal of magnetism and magnetic material, 54-57, pp 849-850, 1986.
19. [MOF01] M.B. Moffett, A.E. Clark, M. Wun-Fogle, J. Linberg, J.P. Teter, E. McLaughlin, "Characterization of Terfenol-D for magnetostrictive transducers", J. Acoust. Soc. Am., vol. 89, No 3, pp 1448-1455, Mars 1991.
20. [MOR01] T. Mori, Manager Material Research Center, TDK Corporation, Technical data sheet, No. XMS-01, Japan, Oct 1997.
21. [OHR01] M. Ohring, "The material science of thin films", Academic Press Inc., 1992.
22. [SAV01] H.T. Savage, A.E. Clark, J.M. Powers, "Magnetomechanical coupling an the effect in highly magnetostrictive rare earth-iron alloys", IEEE Trans. Magn., Vol. 11, No5, pp 1355-1357, Sept. 1975.
23. [SAV02] H.T. Savage, A.E. Clark, M.L. Spano, "Strain-field relationships in rare earth iron alloys", IEEE Trans. Magn., Vol. 20, No 5, pp 1449-1450, Sept 1984.
24. [SAV3] H.T. Savage, R. Abbundi, A.E. Clark, "Effect of stress on magnetostriction and magnetization of single crystal $Tb_{0.27}Ty_{0.73}Fe_2$ ", IEEE Trans. On magnetics, Vol. 20, No 5, pp 1443-1445, 1984.
25. [SAV04] H.T. Savage, R. Abbundi, A.E. Clark, "Magneto mechanical coupling and magnetostriction in vertical zoned $Tb_{0.27}Ty_{0.73}Fe_2$ ", Silver spring (USA) : Naval Surface Weapon center, NSWC/WOL TR79-463, p.50, 1979.
26. [TYR01] C. Tyren, "Giant magnetostrictive alloys", Proc. First Int. Conf. On Giant Magnetostrictive Alloys and their Impact on Actuator and Sensor technology.", Ed. C. Tyren. Lund: Fotynova, pp 215-227, 1987.

27. [YOS01] T. Yoshikawa, H. Wakiwaka, D. Furihata, F. Nakamura, H. Kamata, H. Yamada (Oki Electric Co. Ltd., Shinshu University), "Optimal magnetic bias and pre-stress in giant magnetostrictive material". Proceeding of INTERMAG 96, Avril 1996.

CHAPITRE 2

Actionneurs à Structures Variables, Etat de l'art

Chapitre 2

Actionneurs à Structures Variables, Etat de l'art.

2.1.	Introduction	34
2.2.	Qu'est ce qu'un Actionneur?	34
2.3.	Avantages économiques des actionneurs	35
2.4.	Tendance d'évolution	36
2.5.	Qu'est-ce qu'un matériau actif, adaptatif, "intelligent"?	36
2.5.1.	Objectifs de la technologie	37
a)	Contexte concurrentiel et économique	37
b)	Exigences relatives aux nouveaux matériaux	37
2.5.2.	Programmes de recherches	39
2.5.3.	Recherche en nouveaux matériaux actifs	40
2.6.	Actionneurs en Alliages à Mémoire de Forme (AMF)	41
2.6.1.	Introduction	41
2.6.2.	L'effet à Mémoire de Forme	41
2.7.	Actionneurs piézoélectriques	44
2.7.1.	Introduction	44
2.7.2.	L'effet piézoélectrique	44
2.7.3.	Les actionneurs directs	45
2.7.4.	Les Actionneurs amplifiés	45
2.7.5.	Les actionneurs rotatifs piézoélectriques	46
a)	Moteurs piézo-électriques à onde progressive	47
2.8.	Actionneurs Magnétostrictifs	49
2.8.1.	Introduction	49
2.8.2.	Matériaux magnétostrictifs	50
a)	Applications ultrasonore et acoustique	52
b)	Les actionneurs linéaires	54
2.8.3.	Les moteurs/actionneurs magnétostrictifs	56
a)	Les moteurs linéaires	56
b)	Actionneurs et moteurs rotatifs	58
2.8.4.	Conclusion	64
2.9.	L'expérience du LEG	64
2.9.1.	Notre principe de fonctionnement	66
2.10.	Conclusion	67
Références		69

Chapitre 2

Actionneurs à Structures Variables, Etat de l'art.

2.1. Introduction

Les actionneurs prennent progressivement de l'importance dans le monde technologique par rapport aux moteurs électriques dits classiques. Les domaines d'applications sont vastes et concernent tout autant la fabrication industrielle (gestion des procédés) que l'automobile (vanne, dispositifs de freinage, airbag, ...) et encore bien d'autres secteurs.

La plupart des actionneurs développés jusqu'ici utilisaient des phénomènes électriques pour transformer une énergie en force ou en mouvement. Aujourd'hui les moyens technologiques se sont largement étendus avec des actionneurs basés sur des matériaux "électroactifs" utilisant donc aussi bien les effets électromagnétiques, piézoélectriques, à mémoire de forme, ou acoustiques (vibrations mécaniques, ondes progressives).

2.2. Qu'est ce qu'un Actionneur?

Les actionneurs sont des systèmes transformant un signal en un phénomène physique et capables notamment d'intervenir sur un procédé. Ils peuvent être pneumatique, oléo-pneumatique, hydraulique, électrique selon l'énergie motrice. Ces technologies sont considérées comme des sources d'innovation importantes pour l'industrie. Certains spécialistes estiment aujourd'hui ce marché à €40 milliards. En croissance de 60% par an, celui-ci pourrait atteindre rapidement €100 milliards.

2.3. Avantages économiques des actionneurs

Les avantages les plus significatifs des nouveaux actionneurs sont décrits dans le tableau II.1, qui regroupe les prérogatives des caractéristiques intéressantes à atteindre, comme les réductions d'échelles de poids, de masse, des productions bas coûts, la fiabilité et la précision, l'intégration dans les dispositifs "intelligents et autonomes", la faible consommation énergétique...

	Axes	Mots clés
Marchés	Réduction des coûts Accroissement des performances Intégration de nouvelles fonctions	Industrialisation Flexibilité Qualité-reproductibilité Allègement Amélioration des qualités sensorielles Sécurité Pureté Durabilité Recyclabilité et environnement Autosurveillance Adaptabilité
Matériaux	Multimatériaux Matériaux à propriétés particulières Matériaux intelligents	Matériaux structurels Matériaux fonctionnels
Maîtrise des filières	Recherche de la continuité Complexification des filières Poids croissant de l'immatériel	Continuité des process Modes d'assemblage/désassemblage Maîtrise des surfaces Techniques séparatives Elaboration, transformation Ingénierie simultanée Contrôle

Tableau II.1: Axes directeurs du développement des actionneurs et technologies associées

2.4. Tendance d'évolution

Les développements des actionneurs en cours dans les laboratoires de recherche ou chez les industriels sont spécifiques à chaque secteur d'activité. Ils peuvent être définis en fonction du niveau de complexité et du volume de production. La complexité dépend non seulement du nombre d'éléments du système mais aussi des conditions dans lesquelles il devra fonctionner et des étapes technologiques nécessaires à sa fabrication. Dans certains cas, la complexité est telle qu'elle implique la mise en place d'une équipe de développement multidisciplinaire permettant de mettre en commun des compétences en matériaux, mécanique, optique, électronique, chimie, biologie...

Aujourd'hui, la majeure partie des produits sur le marché et des dispositifs en développements sont des actionneurs qui tendent à remplacer les moteurs "classiques". A court terme, l'activité des actionneurs ne sera non plus centrée sur de simples matériaux mais sur des matériaux dits "intelligents". A plus long terme se développeront des actionneurs plus complexes intégrant capteurs et électronique de traitement.

2.5. Qu'est-ce qu'un matériau actif, adaptatif, "intelligent"?

Un matériau intelligent est sensible, adaptatif et évolutif. Il possède des fonctions qui lui permettent de se comporter comme un capteur (détecter des signaux), un actionneur (effectuer une action sur son environnement). Ce matériau est capable de modifier spontanément ses propriétés physiques, par exemple, sa forme, à des excitations naturelles ou provoquées venant de l'extérieur ou de l'intérieur du matériau. Par exemple des variations de température, des contraintes mécaniques, de champs électriques ou magnétiques.

Le matériau va donc adapter sa réponse, signaler une modification apparue dans l'environnement et dans la plupart des cas, provoquer une action de correction. Il devient ainsi possible de détecter des faiblesses de structures dans le revêtement d'un avion, des fissures apparaissant dans un bâtiment ou un barrage en béton, réduire les vibrations de pales d'hélicoptère, ou insérer dans les artères des filtres qui se déploieront pour réduire le risque de dispersion de caillots sanguins.

2.5.1. Objectifs de la technologie

a) Contexte concurrentiel et économique

Depuis le début des années 90, les grands rendez-vous consacrés spécifiquement aux matériaux adaptatifs, appelés généralement "intelligents" par abus de langage, se multiplient à travers le monde : "European conference on smart structures and materials", "International conference on intelligent materials"...

Toutes les grandes puissances industrielles sont aujourd'hui impliquées dans d'importants programmes de recherche portant sur les matériaux "intelligents", parmi lesquels les matériaux adaptatifs se prêtent à la réalisation d'actionneurs. De nombreuses conférences telles que "Actuators", "Transducers", "Eurosensors"... proposent un symposium spécifique sur ce sujet.

Déjà, les applications liées au contrôle du bruit ou des micro-vibrations sont bien abouties, et dans certains cas des applications industrielles sont sur le marché [ETR01].

Enjeux : disposer dans un premier temps de matériaux capables de s'auto-surveiller ce qui évite les interventions régulières en maintenance et des heures de démontage, ainsi que le surdimensionnement des pièces (économies de ressources et recyclage facilité). L'idéal serait des matériaux auto-reconstructifs (et auto-destructifs quand ils ne servent plus), prévenant l'utilisateur quand ils vont se détériorer et capables de s'adapter à une contrainte imprévue. On peut rêver...

b) Exigences relatives aux nouveaux matériaux

La fonction la plus importante que l'on peut être à même d'exiger de tels matériaux est la génération d'un mouvement et d'une force. Outre cette fonction précise, les matériaux ou alliages nouveaux doivent satisfaire à des critères et avoir certaines propriétés afin d'atteindre un objectif particulier pour une fonction ou une application donnée.

En voici la liste:

- Des propriétés techniques, qui comprennent des caractéristiques mécaniques telles que l'écoulement plastique, la fatigue et la limite élastique, ainsi que des caractéristiques de comportement telles que la tolérance aux dommages, la résistance électrique, la résistance thermique et la résistance au feu.
- Des propriétés technologiques, qui comprennent la fabrication, le formage, les possibilités de soudage, le traitement thermique, le niveau de déchets, la maniabilité, l'automatisation et les capacités de réparation.
- Des critères économiques reliés aux coûts des matériaux bruts et de la production, au prix des fournitures et à leur disponibilité.
- Des caractéristiques environnementales comme la toxicité et la pollution, par exemple.
- Des critères de développement durable, ce qui implique des capacités de réutilisation et de recyclage.

Si on ajoute la détection et l'activation à la liste, le nouveau matériau ou le nouvel alliage passe pour "intelligent".

Les matériaux piézoélectriques/magnétostrictifs et les alliages à mémoire de forme (AMF) sont actuellement les matériaux adaptatifs les plus étudiés.

Pour actionner, ils apportent notamment des solutions intéressantes en matière de détection permanente d'endommagement dans les matériaux, d'activation, d'amortissement de vibrations et de contrôle de stabilité dimensionnelle, des préoccupations communes à de nombreuses industries mécaniques (aéronautique, automobile, machine-outil, électroménager, construction navale...).

2.5.2. Programmes de recherches

Dans son rapport, " Reconstruire et améliorer l'infrastructure de la nation : Une fonction pour les systèmes et structures à matériaux intelligents", la Fondation Nationale pour la Science des Etats-Unis (Williamsburg, Virginie, USA) à écrit :

"Les systèmes et structures à matériaux intelligents sont des constructions ayant un degré d'autonomie significatif pour leur permettre de maximiser leurs performances, fournir une fonctionnalité adaptative et minimiser le coût du cycle de vie. La reconstruction et l'amélioration de l'infrastructure de notre nation peut tirer grand profit de la recherche, du développement et de la mise en œuvre des systèmes à matériaux intelligents..."

Et conclut : "La synergie des actionneurs, des capteurs et des automates ne permettront pas seulement aux structures du futur d'avoir des rendements et des fonctionnalités croissantes, mais facilitera la solution de nombreuses questions socio-économiques concernant la réparation, le rehaussement et la construction de l'infrastructure de notre nation."

De nombreux laboratoires militaires se consacrent à ces technologies, notamment l'Air Force Research Laboratory au Etat Unis, où la DGA en France, pour le contrôle dynamique de surface, et d'autres applications aéronautique et spatiales.

L'ARPA (Advanced Research Project Agency) soutient un programme "Smart Materials and Synthesis". C'est une mission du Comité d'Applications Techniques qui cherche à améliorer les méthodes de synthèse et de traitement des matériaux actionneurs et de les combiner à des technologies de détection et de contrôle pour l'élimination des vibrations structurelles.

Le Japon, quant à lui, veut dominer le marché des matériaux nouveaux et fournit un effort considérable en développement et dans la recherche de nouveaux matériaux actifs.

La STA (Agence des Sciences et Techniques) a lancé en 1991 un programme de 5 ans sur les matériaux intelligents, doté de €3 millions en 1991, €4 millions en 1992 et €4 millions en 1993. En 1995, l'AIST (Agency of Industrial Science and Technology) a consacré €3 millions à un pré-projet intitulé "Smart structural systems" et €2,5 millions à un pré-projet intitulé "Autonomous responsive materials". En 1996, un nouveau projet de R&D est soutenu à hauteur de €3,2 millions : "New technology for development of high performance functional materials".

Il est à remarquer qu'au Japon, même si la recherche est coordonnée par le MITI, elle s'effectue dans les grandes firmes qui y voient donc un intérêt commercial international.

En Europe, différents projets communautaires concernent les actionneurs magnétostrictif/piézoélectriques et les alliages à mémoire de forme (MESA, MADAVIC,...).

On remarquera qu'en Allemagne par exemple, Daimler-Chrysler possède un département de recherche technologique où les structures actives sont représentées. Ceci est typique de l'Allemagne où le ministère chargé de la technologie prend très peu en main l'organisation de la recherche au niveau national et laisse plutôt aux entreprises le soin d'organiser la recherche avec les laboratoires universitaires et autres. Les enjeux sont donc technologiques et commerciaux.

On peut rajouter à ce sujet que les enjeux industriels apportent la sécurité et la fiabilité des systèmes avec notamment l'aéronautique ; l'automobile, principalement quand à elle, apporte l'innovation et la qualité des applications grand public.

En France, les technologies ont été classées en catégories par le ministère de l'industrie. C'est ainsi que l'on retrouve l'Ingénierie Simultanée dans les "Technologies organisationnelles et d'accompagnement" et les capteurs intelligents sous le chapeau "Production, instrumentation et mesure". Au point de vue plus amont, c'est-à-dire scientifique, le département SPI du CNRS a déterminé 11 axes prioritaires parmi lesquels, les machines "intelligentes" et l'usine de demain, qui "avec la modélisation sophistiquée qu'elles supposent, viennent compléter les grands champs d'investigation dans lequel le département a décidé d'investir." Les axes prioritaires sont les outils de la politique scientifique du département et définissent ses priorités. L'enjeu, bien que non clairement annoncé, est pourtant capital : il est du même ordre que celui de l'électronique et de l'informatique dans le passé.

2.5.3. Recherche en nouveaux matériaux actifs

Quelles sont les différentes catégories de matériaux intelligents considérés aujourd'hui comme classiques? Il s'agit principalement de trois catégories de matériaux connaissant de nombreuses applications dans des secteurs divers :

Les alliages à mémoire de forme (AMF), les matériaux piézoélectriques et magnétostrictifs.

2.6. Actionneurs en Alliages à Mémoire de Forme (AMF)

2.6.1. Introduction

Parmi les actionneurs présentant des potentialités intéressantes, les alliages à mémoire de forme, notés AMF, sont capables de transformer une énergie thermique qui leur est fournie en un travail mécanique. Ils peuvent alors restituer des déformations de l'ordre de 6 à 8 % et générer des efforts relativement importants lorsqu'ils sont chauffés. En outre, les AMF sont en général peu coûteux et la mise en œuvre physique de la commande par chauffage dont ils ont besoin, peut être réalisée simplement.

2.6.2. L'effet à Mémoire de Forme

La classe des alliages à mémoire de forme désigne des matériaux qui, après déformation permanente à basse température, retrouvent leur forme initiale non déformée par simple chauffage. C'est l'effet à mémoire de forme.

Cette propriété remarquable de mémoire de forme des AMF est due à la transformation de phase solide-solide du matériau appelée "transformation martensitique" entre une phase haute température (phase mère) et une phase basse température (phase produite).

Cette transformation peut être induite par une simple variation de température ou par l'application d'une contrainte mécanique dans une plage de température adéquate. La phase haute température est "l'austénite", par analogie avec les aciers (bien que la structure cristallographique ne soit généralement pas la même). La phase basse température est la "martensite", et possède une structure cristalline différente de l'austénite.

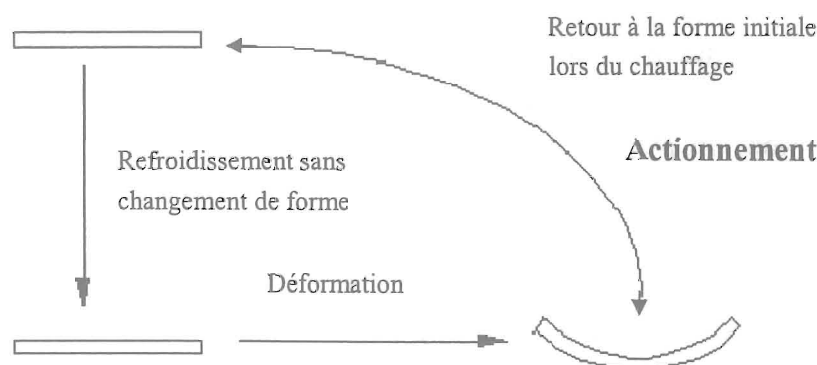


Figure II.1: Illustration de l'Effet à Mémoire de Forme.

Ainsi, les AMF, peuvent transformer une énergie thermique qui leur est fournie en un travail mécanique. Néanmoins, le phénomène thermomécanique à l'origine de la déformation confère à ces matériaux - il s'agit là de leur principal inconvénient - un temps de réponse relativement long (la bande passante n'excède pas 1 Hz pour un fil AMF de 150 μm de diamètre).

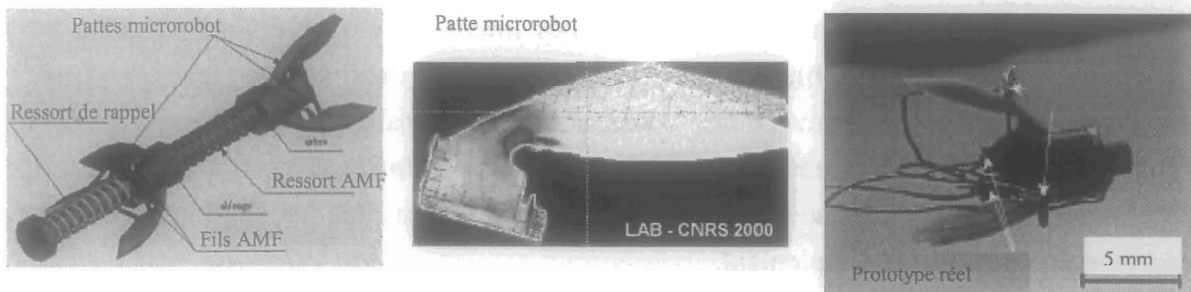


Figure II.2: Miroactionneur AMF linéaire du LAB, \varnothing 10mm, L 22mm, vitesse de déplacement # 2 mm/s.
 Microrobot mobile permettant l'exploration et l'inspection de canalisations de faible diamètre de l'ordre de 8 à 15 mm.

Parmi les AMF, les alliages de type nickel-titane (NiTi ou nitinol) ou leurs dérivés NiTiX (X=Fe, Cu, Hf, ...) font partie des plus intéressants à utiliser pour l'actionnement. Ils permettent notamment de grandes déformations. On peut également noter que ces matériaux, en dépit de leur très faible rendement énergétique - moins de 1% pour la conversion de l'énergie thermique en énergie mécanique dans le matériau - possèdent une très grande densité d'énergie mécanique utile, de l'ordre de 10 à 15 kJ/m^3 (par rapport aux valeurs du tableau I.4 - p.23). Par ailleurs, leur relative simplicité d'utilisation (notamment en ce qui concerne les fils) permet dans la plupart des cas de mettre directement en mouvement la structure mécanique d'un robot en évitant les systèmes de transmission très complexes à mettre en œuvre dans de faibles dimensions.

En ce qui concerne les applications industrielles, si elles utilisent naturellement la propriété "mémoire de forme", elles sont pour le moment somme toute assez peu basées sur l'utilisation des AMF pour l'actionnement, mais exploitent plutôt leurs propriétés super-élastiques, c'est à dire leur propension, en phase austénitique, à reprendre leur forme initiale après de très grandes déformations générées par l'application de contraintes mécaniques extérieures.

Un matériau à mémoire de forme très intéressant est paru récemment, dont la transformation martensitique est activée par champ magnétique et non pas par apport thermique. Les actionneurs à base de MSM (Magnetically controlled Shape Memory) développés par Adaptamat ©, sont donc pilotés par champ magnétique, mais ils sont très sensible à une température limite (# 30 °C) à partir de laquelle ils ne fonctionnent plus [ADA01].



Figure II.3: Actionneur MSM linéaire d'Adaptamat ©, course # 0,6mm, Force bloquée # 3N, Fmax 300Hz, M= 60g.

Voici dans le tableau II.2, un récapitulatif des performances de ce matériau.

Matériau	Magnetic Shape Memory (MSM)
Eléments	Ni-Mn-Ga
Structure cristalline	Martensite tetragonal (c/a : 0,94)
Densité	8,1 g cm ⁻³
Déplacement max	60µm/mm à 0,5 T
Température de curie	95°C
Température martensitique	32 °C
Température de fonctionnement	-50°C... +32°C
Force de compression max	700 Mpa
Résistivité	62.10 ⁻⁸ Ωm
Champ de seuil de fonctionnement	270 kA/m
Densité d'énergie	110 kJ/m ³
Fatigue	2.10 ⁷ cycles

Tableau II.2: Caractéristiques du MSM.

2.7. Actionneurs piézoélectriques

2.7.1. Introduction

Parmi les actionneurs présentant des potentialités intéressantes, les actionneurs piézo-électriques, font l'objet d'une activité de recherche soutenue et sont les plus développés car ils sont capables de transformer une énergie électrique qui leur est fournie en un travail mécanique avec des temps de réponse de l'ordre de la milliseconde. L'effet piézoélectrique étant un effet réversible, il peut également être utilisé pour la conception de microcapteurs, ce qui le rend très attractifs.

Les applications des actionneurs piézoélectriques se répandent dans divers domaines comme le micro-positionnement précis, le contrôle de formes ou la génération, le contrôle ou l'amortissement de vibrations [FAN01], [FOR01], [ATH01]. L'apparition sur le marché des céramiques piézoélectriques multicouches (CMA) [DIB01] générant de grandes déformations sous de faibles tensions dans les années 90 a permis de développer de nouveaux actionneurs.

Les déformations actuellement obtenues avec ces céramiques (proportionnelles à la tension) sont de 0,1 % à la tension maximale de 180 V. Cette même déformation peut être obtenue à la résonance sous seulement 10 V.

Ces propriétés sont maintenant utilisées dans des produits standards pour des actionneurs directs ou amplifiés, des résonateurs ultrasonores et des moteurs piézoélectriques dédiés à des marchés très divers comme l'optique, le spatial ou l'instrumentation [LEL01].

2.7.2. L'effet piézoélectrique

C'est l'apparition de charges superficielles sur certains cristaux (quartz,..) ou autres matériaux (céramiques, polymères) lorsqu'ils sont soumis à une pression ou une traction. La polarisation est proportionnelle à la contrainte mécanique exercée. Ce phénomène n'apparaît que dans les cristaux dont la structure ne possède pas de centre de symétrie. Le quartz et tous les composés ferroélectriques sont piézoélectriques (il y a aussi des non ferroélectriques qui sont piézoélectriques).

On doit les premières observations de la piézoélectricité à l'abbé Juste HAUY (1817), minéralogiste français. Les études théoriques et expérimentales sont dues aux frères Pierre et Jacques CURIE (1880), on leur attribue la découverte de l'effet piézoélectrique direct (conversion d'énergie mécanique -> électrique, plutôt capteur), et la mise en évidence de ses

rappports avec les symétries de l'état cristallin. En 1881, Lippmann suggère l'effet piézoélectrique inverse (conversion d'énergie électrique \rightarrow mécanique, plutôt actionneur), confirmé expérimentalement, la même année, par les frères CURIE.

Les actionneurs piézoélectriques fonctionnent donc en tension, mais ils sont fragiles et une contrainte trop forte peut provoquer une dépolarisation du matériau. La plupart transmettent un mouvement par frottement, avec un fort couple, d'où une usure prématuré due à la friction, et des températures de Curie ($>300^{\circ}\text{C}$) qui nécessitent d'être élevées. Le rendement est généralement de l'ordre de 30 à 50 %.

2.7.3. Les actionneurs directs

Les actionneurs directs sont les plus simples actionneurs piézoélectriques. Ils sont constitués d'une colonne de céramiques multicouches piézoélectriques (CMA) avec un dispositif de précontrainte en série (Figure II.4).

Ils permettent des déplacements entre 10 et 100 μm avec de très grandes raideurs. Par exemple, un actionneur de 100 mm de hauteur peut générer une amplitude de 75 μm sous 180V.

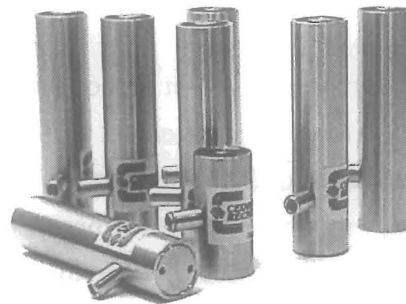


Figure II.4: Actionneurs piézoélectriques linéaires standard [CED01].

A cause des relativement faibles déformations produites (environ 0.075 %), les applications de ce genre d'actionneurs piézoélectriques sont limitées par les faibles courses générées, mais les forces sont importantes. Ils sont utilisés en vibration.

2.7.4. Les Actionneurs amplifiés

La première alternative pour palier à cet inconvénient consiste à utiliser un Actionneur Piézoélectrique Amplifié (APA). Un concept [CED01] est basé sur le principe de la flexion/extension élastique d'une coque elliptique déformée par l'élongation d'un CMA.

Les premiers APA ont été réalisés pour couvrir des besoins spatiaux pour du micro-positionnement optique sur une longue course (500 μm) avec une force importante (1 kN).

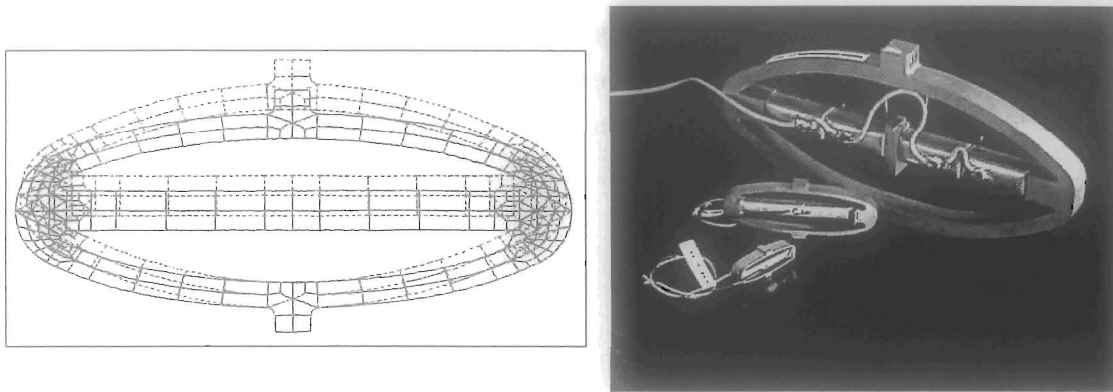


Figure II.5: Illustrations d'actionneurs piézoélectriques amplifiés [CED01].

Un autre actionneur de 55 mm de hauteur, génère 500 μm de déplacement à vide (près de 1 % de déformation) avec une force bloquée de 570 N. Ces grands actionneurs trouvent également des applications dans le domaine du control actif de vibration [BRU01] et de l'aéronautique [CLAE01].

2.7.5. Les actionneurs rotatifs piézoélectriques

Le principe de l'actionneur piézoélectrique est basé sur la combinaison de vibrations elliptiques électromécaniques et de forces de frottement (figure II.6), dans le but d'obtenir une grande course. Ces vibrations, appliquées sur une surface de contact, induisent un déplacement relatif de celle-ci par rapport au stator vibrant. Une précontrainte est appliquée sur cette interface. Elle explique la grande force bloquée du moteur à l'arrêt (et les frottements importants qui en découlent – rendement de 30 à 50 %). La force d'entraînement est obtenue par un phénomène d'adhérence/glisserment au niveau de la zone de contact.

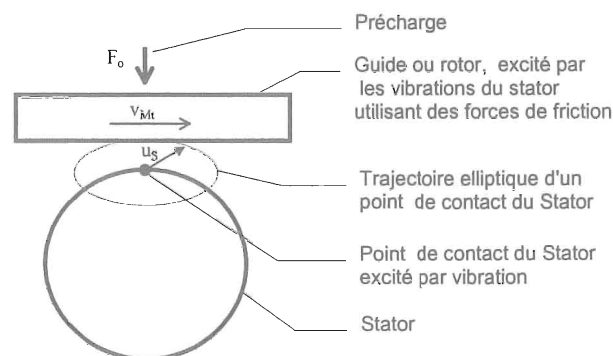


Figure II.6: Principe d'un moteur piézoélectrique ultrasonore.

Idéalement, lorsque la composante normale de vibration s'ajoute à la précharge, la composante tangentielle de la vitesse est transférée à la partie mobile par adhérence. Inversement, lorsque la composante normale est dans la direction opposée à la précharge, il y a glissement entre la partie mobile et la composante tangentielle de la vitesse vibratoire. Ce concept appartient à la catégorie des actionneurs/moteurs ultrasonores multi-modes (MMUM), suivant la classification japonaise. Plusieurs actionneurs/moteurs piézoélectriques rotatifs (RPM) ont été développés.

Les premiers résultats sont présentés dans le tableau II.3. La puissance mécanique disponible est d'environ 2 W. Des développements sont entrepris pour bénéficier de la très grande résolution angulaire de ce moteur. Il est développé pour l'entraînement direct d'axes d'instruments. Ce moteur RPM a aussi été testé pour entraîner une bande de papier. La figure II.7 montre qu'un vrai entraînement direct est possible.

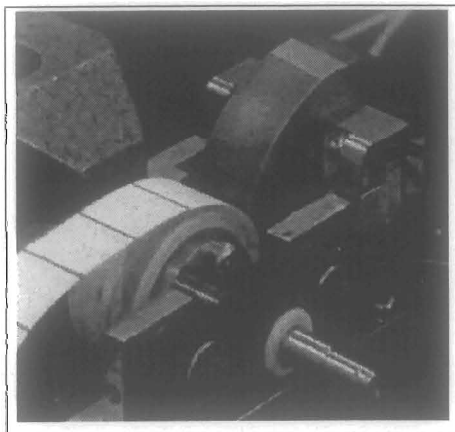


Figure II.7: RPM de type roller

force bloquée à l'arrêt	N.m	0.22
couple en fonctionnement	N.m	0.19
vitesse de rotation à vide	tours/s	3.5
résolution angulaire	mdeg	<1
Rayon du roller	mm	11.5
force tangentielle	N	16.5
vitesse tangentielle	mm/s	250
tension d'alimentation	V _{eff}	9

Tableau II.3: Résultats expérimentaux d'un RPM

a) Moteurs piézoélectriques à onde progressive

Les moteurs à onde progressive s'apparentent très généralement à la configuration annulaire décrite à la figure II.8. Cette configuration intègre un stator excité en vibrations de volume forcées selon un mode de flexion transversale dans la direction hors plan. Le rang du mode est choisi en fonction des paramètres dimensionnels du moteur, afin de garantir l'absence de bruits audibles de fonctionnement. Le rotor est en contact avec la partie supérieure du stator par l'intermédiaire d'un matériau interface. Il est entraîné par frottement en exploitant les déplacements et rotations des sections droites du stator [UEH01].

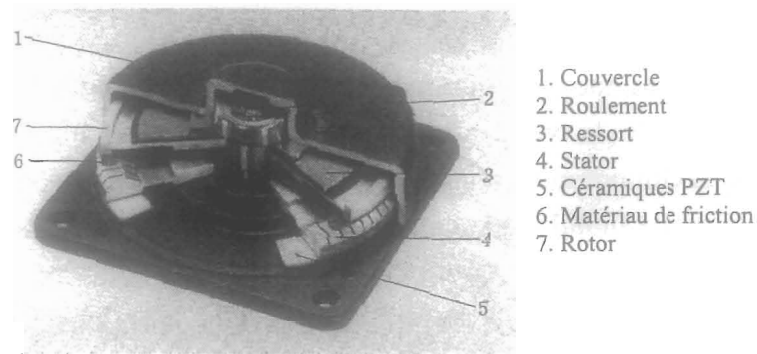


Figure II.8: Moteurs piézoélectriques à onde progressive de la gamme Shinsei USR : diamètre 60mm.

Les caractéristiques en charge théoriques susceptibles d'être développées par un moteur à onde progressive de 2 mm de diamètre extérieur montrent que des efforts normaux de l'ordre de 1 Newton peuvent théoriquement être appliqués sur le rotor, lorsque les matériaux de friction impliqués à l'interface stator/rotor présentent une dureté superficielle adéquate.

2.8. Actionneurs Magnétostrictifs

2.8.1. Introduction

Les actionneurs magnétostrictifs se caractérisent par une densité d'énergie nettement plus forte que celle des actionneurs PZT. A dimensions égales, les actionneurs utilisant par exemple du Terfenol-D développent une déformation à vide environ deux fois plus forte et peuvent soulever des charges également deux fois supérieures. Cependant, il faut tenir compte de la structure bobine/circuit magnétique et précontrainte qui présente un volume et une masse non négligeable, plus importante que pour un piézoélectrique.

La température de Curie de ces matériaux est plus élevée ($>390^{\circ}\text{C}$), et ils ne risquent pas de se dépolarisier.

Contrairement aux dispositifs piézoélectriques, les dispositifs magnétostrictifs peuvent être alimentés en aussi basses tensions que nécessaire, sous moins de 12 Volts par exemple. Il faut faire la différence entre "piézo-action" par champ électrique donc tension, et "magnéto-action" par champ magnétique donc courant.

C'est un produit qui nécessite d'être précontraint et polarisé par un champ magnétique pour travailler dans de bonnes conditions. Ses propriétés le destinent plus particulièrement aux applications de puissance, notamment en environnement sévère (atmosphères humide ou explosive, haute température) et aux applications de type actionneur fonctionnant à très basses tensions [DEL01].

L'application la plus avancée est aujourd'hui le sonar de haute puissance capable de travailler à basse fréquence, ce qui améliore sa portée. La recherche appliquée est en ce moment très active dans le domaine des actionneurs et des moteurs magnétostrictifs : Moteurs linéaires de Kiesewetter, moteurs rotatifs, moteurs à interactions de contacts similaires aux moteurs piézoélectriques ultrasonores ; une caractéristique essentielle de la plupart de ces moteurs est de présenter un très fort couple à l'arrêt et une absence de jeu. Des actionneurs directs ou amplifiés sont également étudiés pour du micropositionnement et du contrôle actif de vibration. Des techniques de contrôle en boucle ouverte ou en boucle fermée visant à éliminer les effets de l'hystérésis du matériau sont en cours de développement.

2.8.2. Matériaux magnétostrictifs

Ils peuvent être actifs ou passifs.

Actifs, ils se déforment sous l'effet d'un champ magnétique appliqué. Ils engendrent force et déplacement. Dans le cas des microsystèmes, on les rencontre surtout sous forme de couches minces. Déposés sur un substrat souple, on utilise la déformation par dilatation différentielle du bimorphe ainsi formé pour fléchir une poutre (contacteur, positionnement) [LEP01], ou une membrane (pompe, miroir actif).

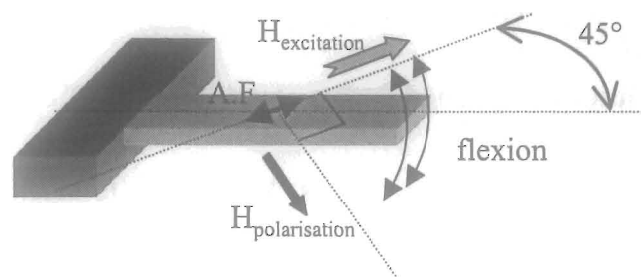


Figure II.9: Représentation de l'effet bilame sur un micro relais bistable [LEP01].

Dans le cas de couches, le problème principal vu du côté utilisateur est la très faible perméabilité du matériau, de l'ordre de 5 à 10, maximum 20 dans certains cas particuliers. Ceci se traduit par une très mauvaise concentration des lignes de flux dans la couche. Le rendement magnétique du circuit est très médiocre, et par conséquent celui du système complet. Une solution serait peut-être l'élaboration de multicouches, développées pour les aimants en couches minces. Le rôle des couches de FeCo serait double : baisse de la coercivité, et nette augmentation de la perméabilité.

Passif, les matériaux magnétostrictifs sont utilisés comme capteurs de contraintes ou de déformations, en détectant leurs variations de propriétés magnétiques sous l'effet de forces extérieures (capteurs de couple déposés sur l'axe de transmission ou de direction assistée...). Ils peuvent aussi être utilisés comme magnétomètre/capteur de champ, par interférométrie à travers une fibre optique recouverte d'une couche magnétostrictive. Sous l'effet du champ la couche se dilate et allonge la fibre et le chemin optique s'en trouve affecté.

Les fils amorphes magnétostrictifs sont utilisés comme lignes à retard variable. En passif, c'est un capteur de contrainte, dans certains claviers d'ordinateurs par exemple. En fonction du retard on calcule la distance d'impact, donc la touche enfoncée. De manière active ces fils

peuvent servir d'inductance variable, notamment dans les télécommunications aux très hautes fréquences où l'analogique supplante le numérique.

Enfin, il serait très intéressant de développer des matériaux liés ou frittés, en utilisant les mêmes techniques qu'avec les aimants permanents : on pourrait peut-être alors fabriquer des pastilles ou des poutres magnétostrictives directement par moulages.

Les fils magnétostrictifs pourraient avoir des applications similaires aux fils à mémoire de forme. Enfin, on pourrait rêver d'élaborer ces matériaux par dépôt électrolytique...

D'autres matériaux à base de terres rares ont été également développés pour des applications cryogéniques, les alliages de terres rares et zinc par exemple dont les déformations relatives sous des champs modestes frôlent le 1% à la température de l'azote liquide.

La recherche de nouveaux matériaux se poursuit activement dans le monde, en France, en Allemagne et au Japon en particulier, dans le domaine des matériaux en couches minces et multicouches. L'objectif visé est de réaliser des microactionneurs intégrés sur plaquettes de silicium. L'élément actif sera alors constitué d'un bilame formé d'une lame en silice sur laquelle est déposée une couche d'alliage magnétostrictif. Sous champ magnétique, l'alliage tendra à se déformer, ce qui déformera le bilame : on pourra ainsi réaliser des microvannes, des micromoteurs à reptation, etc...

A ce jour, on peut distinguer trois voies de recherche pour les matériaux en couches des microsystèmes :

- Les alliages présentant en principe une anisotropie magnétique très faible, ce qui favorise une saturation sous des champs magnétiques faibles. Des résultats encourageants ont été obtenus avec des alliages R-(Fe/Co).
- Les alliages nanostructurés devraient permettre de conserver les belles propriétés magnéto-élastiques des matériaux massifs (par exemple du Terfenol-D) tout en réduisant l'effet néfaste de l'anisotropie.
- Des systèmes multicouches enfin ont été élaborés récemment dans lesquels l'abaissement de symétrie aux interfaces favorise des phénomènes nouveaux - et encore mal compris à ce jour - associés à des déformations très brutales sous champs, pour des valeurs de champ magnétique très faibles.

Des applications sous champs faibles sont à espérer pour les prochaines années. L'aspect le plus prometteur est la réalisation de microactionneurs sans contacts et pilotés à distance, en réagissant à un champ magnétique qui pourra être engendré à l'extérieur du microsystème.

a) Applications ultrasonore et acoustique

L'utilisation du Terfenol-D prévoit des systèmes ultrasonores de puissance sans précédent. L'institut National de la Science et de la Technologie (NIST) a identifié le Terfenol-D comme LA technologie qui dominera la future industrie ultrasonore, dans des champs d'applications entièrement nouveaux. Beaucoup de processus ultrasonores découverts dans les laboratoires n'avaient jamais été commercialisés jusqu'à l'arrivée de ce matériau [ETR01].

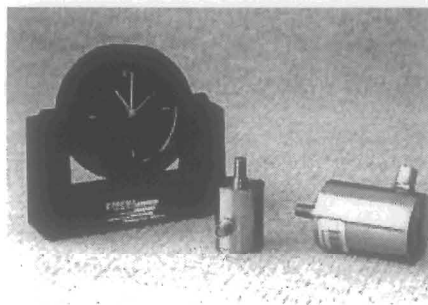


Figure II.10: Exemples d'applications ultrasonores [ETR01].

Les systèmes ultrasonores ont la particularité d'être plus compact, de fonctionner sous de faibles tensions d'alimentations, de façon continue et d'avoir une efficacité compétitive par rapport aux piézoélectriques. Ces systèmes peuvent fournir des rendements élevés à des fréquences d'environ 20 kHz avec des puissances de 6 à 25 kW. Cette technologie procure d'avantage de puissance et d'efficacité que les mêmes actionneurs PZT, avec des durées de vie plus longues et plus de fiabilité. En effet, il y a un problème fondamental avec les PZT, après synthèse du matériau il y a une étape importante qui est la polarisation du matériau. Or les PZT ont tendance à se dépolairiser, si bien qu'après quelques années le matériau n'est plus actif. Il faudrait le repolariser.

Fréquence	20 kHz \pm 500 Hz
Déplacement	20 μ m, crête à crête
Puissance Maximum	6 kW à 20 kHz
Coefficient d'utilisation de fonctionnement	100%
Taille	Diamètre 76 mm, Longueur 154 mm

Tableau II.4: Caractéristiques classiques d'un dispositif ultrasonore [ETR01].

Les domaines d'applications sont la soudure sonochimique et ultrasonore, les outils médicaux, les outils de découpes ultrasonore, et l'usinage ultrasonore.

On retrouve également l'utilisation des matériaux magnétostrictifs dans les domaines de l'acoustique, où ils sont utilisés, par exemple en tant que sonars.

Ils fournissent alors une puissance élevée tout en restant compact, avec une large plage d'utilisation.

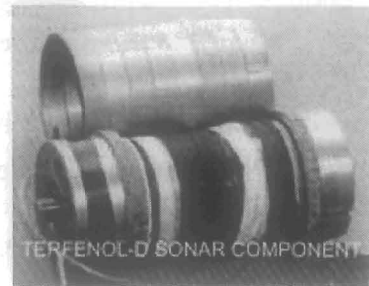


Figure II.11: Utilisation de matériaux magnétostrictifs dans le domaine acoustique [ETR01].

Ces travaux ont conduit aux applications de contrôle de bruit et de vibration, à la communication, aux systèmes d'alarmes et à la recherche pétrolière.



Figure II.12: Dispositif magnétostrictif pour forage des puits de pétrole [ETR01].

En raison de sa puissance, de sa plage d'utilisation, de sa basse distorsion harmonique et de sa fiabilité, le Terfenol-D émerge comme le principal actionneur pour le contrôle de bruit et de vibration. Les systèmes actifs de vibration et de réduction de bruit (NVH) ont pour but d'atténuer et de supprimer ces nuisances. Le principe est de fournir une force égale et de même fréquence que le phénomène à effacer, mais déphasé de 180° .



Figure II.13: Réduction de bruit et de vibrations dans les véhicules de tourisme.

Toutes ces applications, qui couvrent de larges domaines d'utilisations, ont permis l'élaboration d'actionneurs plus conventionnels mais aux caractéristiques très intéressantes.

b) Les actionneurs linéaires

Basés sur le principe de la magnétostriction, ces actionneurs ont la possibilité de répondre rapidement au changement de leur alimentation, avec des déplacements mécaniques puissants.



Figure II.14: Exemples d'actionneurs linéaires magnétostrictifs [ETR01].

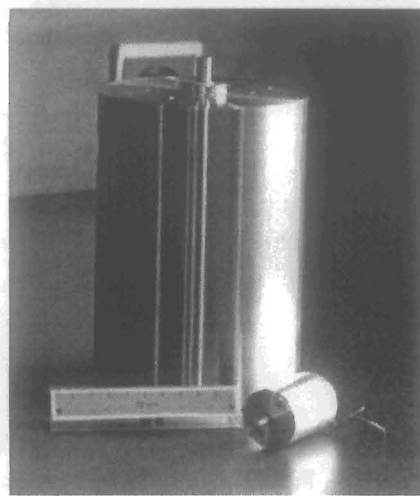


Figure II.15: Actionneur linéaire, dimensions de l'actionneur : \varnothing 5cm, L 10cm, allongement $100\mu\text{m}$ [CED01]

Pour le positionnement précis des charges mécaniques, avec force et vitesse, aucune technologie d'actionneurs n'approche les possibilités du Terfenol-D. Etrema Corporation [ETR01], qui produit les barreaux magnétostrictifs massifs les plus performants du marché, travaille avec de nombreux fabricants pour fournir des actionneurs couvrant beaucoup de secteurs.

Les avantages avancés pour les actionneurs à base de Terfenol-D sont les suivants :

- Déplacement plus élevé que tous les actionneurs à matériaux actifs.
- Grande force.
- Relativement bonne tenue en fréquence.
- Réponse de l'ordre de la milliseconde.
- Contrôle précis.
- Fonctionne sur un grand éventail de températures, sous faible tension.

Industries	Application typique
Machines outils Automobile Hydraulique Aérospatiale	Outils de positionnement et de contrôle Moteurs à combustion : Injecteur Pompes et valves Positionnement précis

Tableau II.5: Liste partielle d'applications industrielle.

Ces matériaux magnétostrictifs, placés dans un champ magnétique aligné avec l'axe du matériau, s'allongent rapidement et avec force.

Cette expansion que l'on peut répéter, se produit dans la direction positive ou négative du champ magnétique. Une optimisation de ces caractéristiques est possible quand le matériau est à la fois polarisé mécaniquement et magnétiquement.

La précontrainte mécanique oriente les domaines magnétiques normalement à l'axe de compression, maximisant le déplacement. Dans la plupart des cas, c'est un ressort spiral ou des rondelles Belleville qui sont employés pour une précontrainte compacte.

La polarisation magnétique, produite par des aimants permanents, permet de positionner un point de fonctionnement du matériau, minimisant les ressources électriques nécessaires.

Un solénoïde produit un champ qui vient se superposer à celui de l'aimant, et causer une expansion ou une contraction du matériau. Par exemple, un courant sinusoïdal provoquera un déplacement sinusoïdal.

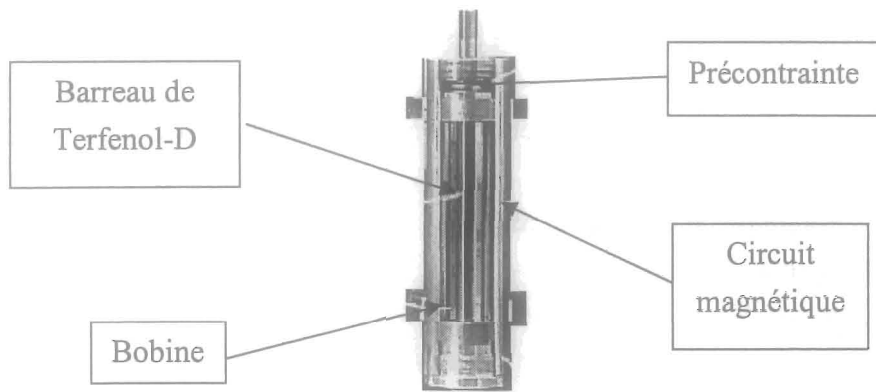


Figure II.16: Vue en coupe d'un actionneur linéaire magnétostrictif classique.

On peut attendre de tels actionneurs les performances suivantes :

Déplacement maximum (μm)	25 à 70
Force dynamique (N)	220 à 890
Force bloquée (N)	462 à 1740
Courant (A)	1,4 à 3,3
Température ($^{\circ}\text{C}$)	-20 à 100
Masse (kg)	0,4 à 2,3
Puissance absorbée (W)	150 à 400
Force massique (N/kg)	500 à 174

Tableau II.6: Caractéristiques pour des actionneurs de diamètres de 30 à 50 mm et des longueurs de 80 à 200 mm [ETR01]

2.8.3. Les moteurs/actionneurs magnétostrictifs

Les systèmes présentés ci-dessous étant pour la plupart extraits de brevets confidentiels (NASA, NAVY...). Il ne nous a pas été possible de donner leurs caractéristiques. Nous nous attachons en fait à exposer leurs principes de fonctionnement pour avoir une idée de leur complexité de réalisation.

a) Les moteurs linéaires

Parmi les applications à base de matériaux magnétostrictifs, les actionneurs et moteurs linéaires sont largement répandus. Ils jouent bien souvent le rôle de vérins en développant des

forces très importantes. En voici quelques exemples, comme le moteur de Lothar Kiesewetter [KIE01], du nom de son inventeur, professeur à l'université de Berlin, qui exploite ces types de déformations : l'extension longitudinale et la contraction radiale d'un barreau de Terfenol-D soumis à un champ magnétique suivant son axe (figure II.17).

Un champ magnétique est appliqué à un barreau de Terfenol-D encastré dans un tube. Ce champ provoque une contraction radiale du barreau, qui se désolidarise localement du tube et provoque un déplacement de son extrémité par allongement. On déplace le champ le long du barreau, en excitant successivement une série de bobines, ce qui a pour effet de déplacer la zone déformée, et de faire par conséquent avancer ce tronçon du barreau.

Le cycle complet, qui correspond au déplacement du barreau entier, est achevé quand la dernière tranche du barreau arrête d'être soumise à un champ magnétique. Pour obtenir une course de plusieurs centimètres, ce cycle est répété plusieurs milliers de fois à haute fréquence.

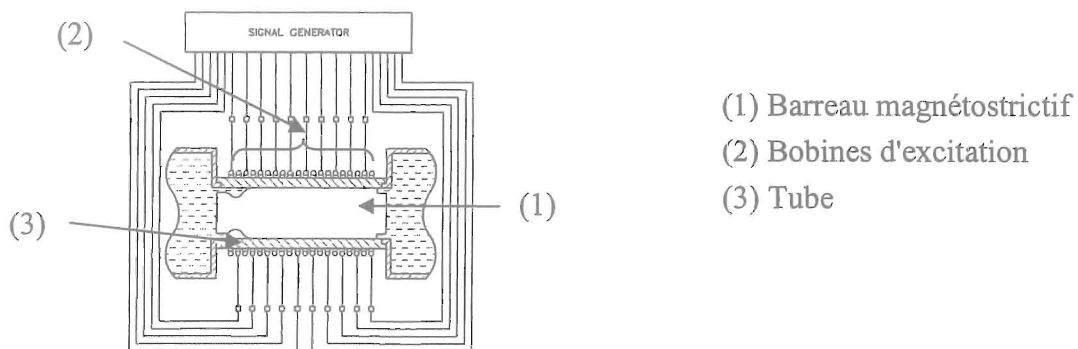


Figure II.17: Moteur Kiesewetter - début d'un cycle d'allongement local -

Un tel vérin basé sur un barreau de 15 cm de longueur et de 3 cm de diamètre peut théoriquement soulever des charges de plusieurs tonnes à des vitesses de l'ordre du centimètre par seconde. En outre, du fait de l'encastrement, les charges peuvent être soutenues par le moteur non alimenté. Ce principe est déjà utilisé avec succès dans une usine de fabrication de papier au Canada pour positionner au micromètre près les énormes rouleaux, pesant plusieurs tonnes.

Le principe de fonctionnement de ce moteur linéaire assez original est employé par Stanley [STA01] pour en faire d'une pompe hydraulique (figure II.18).

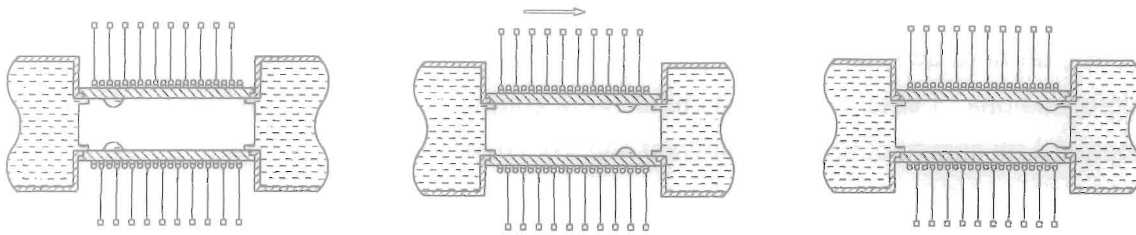


Figure II.18: Visualisation d'une progression d'onde de déplacement du moteur Kiesewetter.

Cette pompe magnétostrictive transfère un fluide à partir d'une chambre d'approvisionnement (basse pression) à une chambre de réception (haute pression). Le noyau est composé d'un matériau magnétostrictif de Terfenol-D. Enroulées autour de la surface externe du logement sont disposés une pluralité d'enroulements électriques. Chaque enroulement est activé séquentiellement par un générateur qui produit des signaux électriques de courant continu. L'activation d'un des enroulements crée un champ magnétique, lequel provoque une augmentation longitudinale du matériau et un rétrécissement radial, créant une cavité. Le générateur de signal active séquentiellement les enroulements pour déplacer la cavité et le fluide qu'elle contient, de la chambre d'approvisionnement à la chambre de réception.

Les pompes conventionnelles sont composées d'une multitude de pièces mobiles (roulements, pistons, valves, etc...), de moteurs électriques, de transmissions de vitesse, etc... Toutes ces pièces sont sujettes à la fatigue (blocage ou rupture), et ont une disparité thermique qui peut conduire à une dégradation prématurée du système. Il est de ce fait difficile de les miniaturiser en raison de la complexité de fabrication et de l'interaction de tous ces composants.

b) Actionneurs et moteurs rotatifs

Un moteur magnétostrictif rotatif, basé sur le principe du moteur Kiesewetter est proposé par [ANA01]. On retrouve le même principe de fonctionnement mais avec un anneau magnétostrictif, qui de par sa forme, se déformera circulairement.

Ce moteur est donné pour avoir un couple très important.

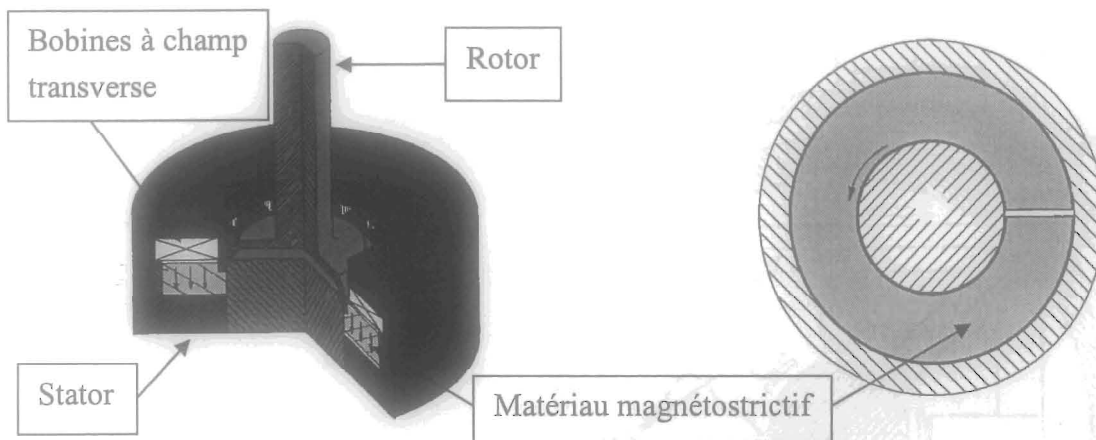


Figure II.19: Vue en coupe du moteur Anatas.

D'autres principes sont à l'étude, parmi eux, un moteur développé par [CLA01] à la Navy. Voici son principe de fonctionnement traduit du brevet (Voir figure II.20).

Des modules d'entraînements, pouvant être axialement prolongés, sont angulairement espacés dans un arrangement polygonal sur un anneau intérieur, pour établir un effort de pression. Chaque module inclut au moins deux éléments magnétostrictifs dans les "tiges". Des enroulements activés pour produire des champs magnétiques provoquent l'élongation et la contraction simultanées des éléments de tige. Lesquels fournissent un couple continu à un rotor constitué par l'anneau externe ou l'axe intérieur.

Une telle déformation magnétostrictive simultanée et opposée des éléments, transmet des forces dans une direction linéaire, afin d'établir un effort de compression. Un couple de rotation élevé est de ce fait produit, pendant chaque cycle d'entraînement, en fonction du rapport de la longueur axiale des éléments de tige dans chaque module, et de leur espacement radial à partir de l'axe de rotation commun.

L'anneau annulaire peut agir en tant que rotor, tandis que l'autre est jugé stationnaire comme armature de réaction.

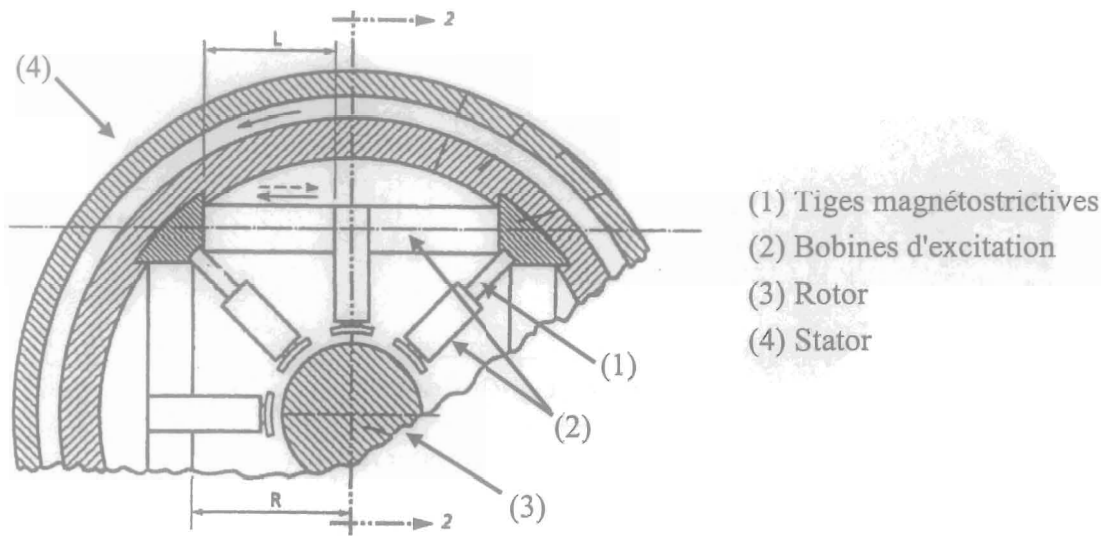


Figure II.20: Moteur de Clark, brevet déposé par la Navy - vue de face -

Un couple est obtenu au moyen de l'adhérence des tiges magnétostrictives qui viennent au contact du disque d'entraînement. Il est en conséquence souhaitable d'employer des matériaux avec une grande magnétostriction excédant 1000 ppm, par exemple, comme le composé Terfenol-D utilisé dans cette application.

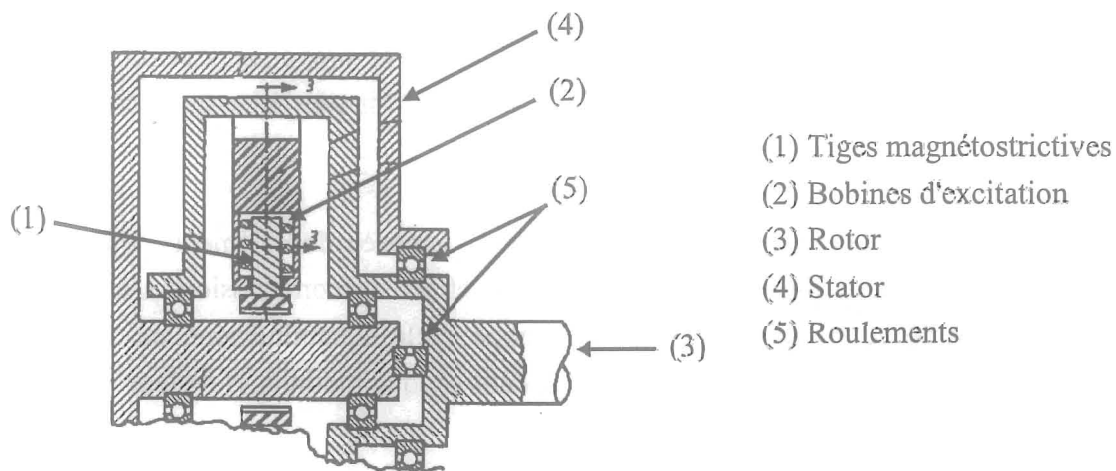


Figure II.21: Moteur de Clark - vue de profil -

Les moteurs magnétostrictifs comportent généralement un corps actif comme un barreau, qui subit un changement dimensionnel une fois magnétisé par un champ d'excitation électrique produit par un enroulement [HAY01]. L'utilisation d'une pluralité de tiges magnétostrictives reliées dans divers arrangements est également assez employée dans l'état de l'art [BER01], [EDS01].

La plupart des moteurs magnétostrictifs transforment le courant électrique directement en mouvement linéaire mécanique. Divers arrangements d'embrayages ou d'engrenages seraient alors nécessaires afin de convertir un mouvement linéaire en mouvement rotatif ou écart angulaire. Dans les moteurs conventionnels, un résultat rotatif à couple élevé est obtenu au moyen de réducteurs de transmission qui provoquent une diminution de la vitesse de rotation. De tels réducteurs sont habituellement associés à un jeu de dentures indésirable qui crée des problèmes de positionnements angulaires.

C'est donc une conception intéressante que de pouvoir transformer "magnétostrictivement" le courant électrique en mouvement rotatif à couple élevé en éliminant les problèmes dus aux réducteurs de vitesses.

Dans la même veine, nous pouvons citer le moteur de Macabee [MAC01], lequel utilise lui aussi des tiges magnétostrictives qui viennent se loger dans des encoches et les entraînent en rotation. (Figure II.22)

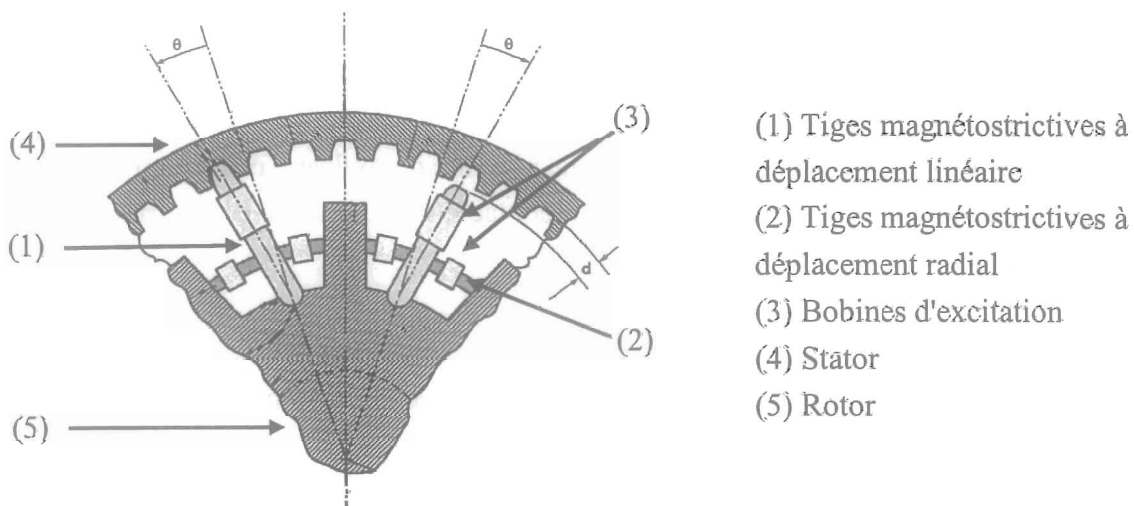


Figure II.22: Moteur magnétostrictif à encoches de Macabee.

Notons ici, que les amplitudes demandées aux matériaux paraissent disproportionnées, donc que le dessin ne doit pas être aux dimensions. Le couple de tenue est obtenu par cisaillement des tiges (1). Il faut préciser que ce type de matériau ne supporte pas ce genre de travail.

Vranish [VRA01] au Naval Surface Weapon Center, quand a lui, a conçu l'actionneur rotatif suivant, pour assurer le micro-positionnement angulaire d'une antenne de satellite. Il fonctionne à de très faibles vitesses, ce qui élimine le réducteur nécessaire aux moteurs

électriques. Mais ce moteur, qui possède plus d'une centaine de pièces, et d'une conception fort complexe.

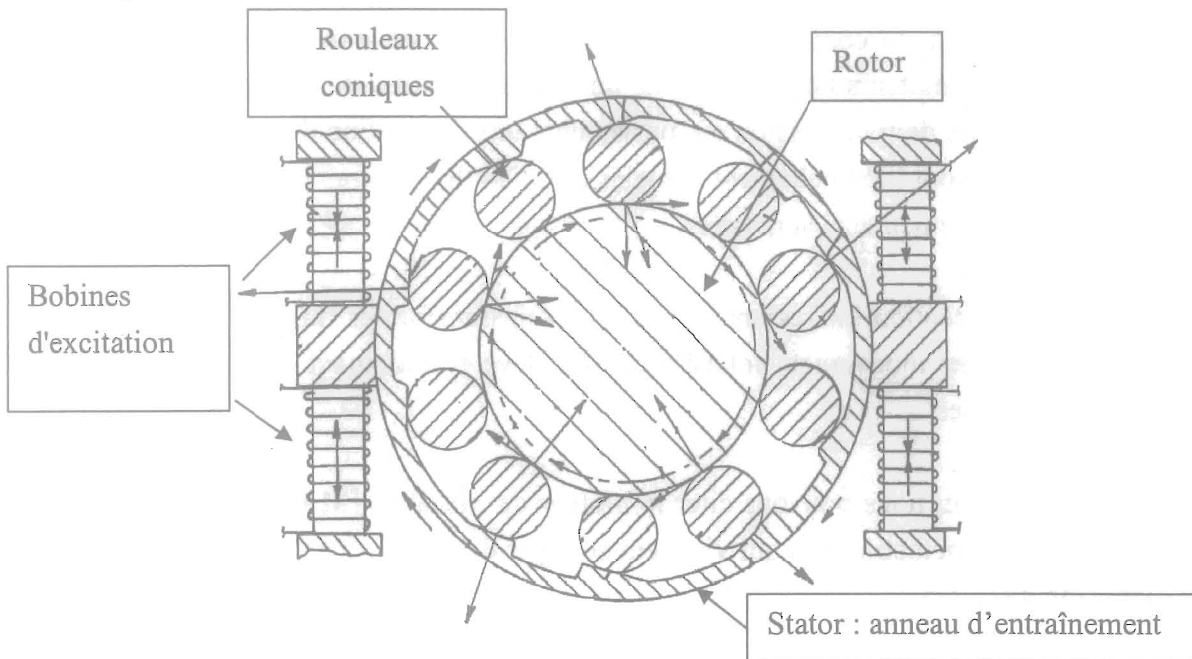


Figure II.23: Moteur de Vranish , brevet déposé par la NASA - vue en coupe de dessus -

C'est un moteur magnétostrictif encerclé par une pluralité de rouleaux équidistants sous forme de deux ensembles coniques respectivement en contact avec une came et la surface intérieure de l'anneau d'entraînement.

L'anneau d'entraînement est rattaché aux ensembles de paires de rouleaux coniques positionnées en oppositions. Chaque rouleau d'une paire a son extrémité placée à l'extrémité des bobines d'excitation.

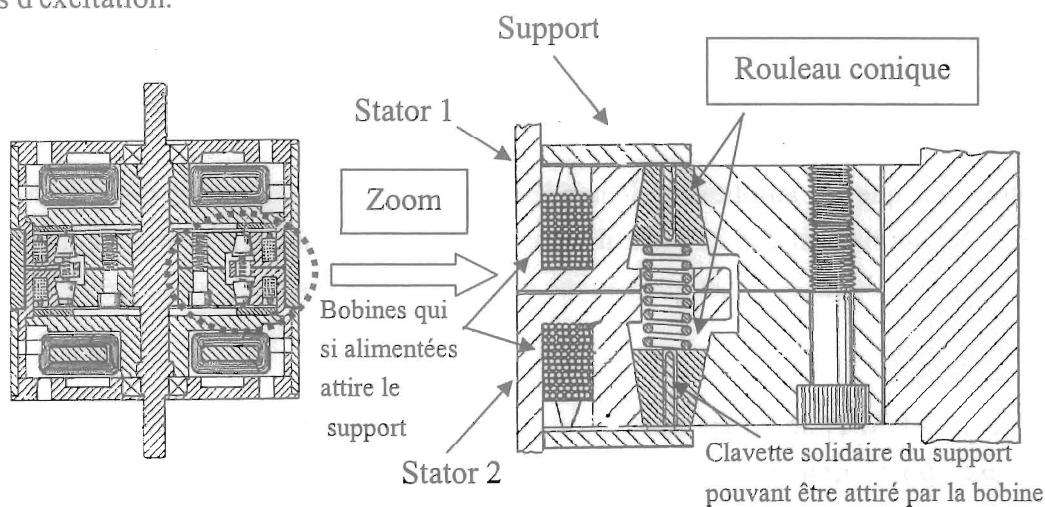


Figure II.24: Moteur de Vranish - vue latérale -

Figure II.25: - vue de la partie active -

Vu le principe de fonctionnement, il faut qu'une partie des rouleaux soit désengagée sinon aucune rotation n'est possible, tout est bloqué. C'est le rôle de ces petites bobines. Quand, par exemple, la bobine du bas est alimentée, elle attire le support à elle, lequel vient pousser le cône vers le haut, il reste droit grâce à la clavette. Il n'est alors plus coincé entre les deux surfaces. Ce qu'il faut remarquer c'est qu'il y a en fait deux stators distincts, un au dessus, l'autre au dessous, la figure II.23 n'en représente qu'un. Et les rouleaux coniques peuvent avoir un fonctionnement séparé. On suppose que dans un sens de fonctionnement, par exemple, le dispositif du haut est moteur, celui du dessous empêchant le rotor de tourner en "arrière" lorsque le premier revient dans sa position.

En faisant un cycle répétitif, l'arbre tourne pas à pas de quelques micro-radian.

Des actionneurs de type hybride ont également vu le jour, comme celui de Venkataraman [VEN01]. Le principe de fonctionnement joue sur la friction d'une tige sur un disque faisant office de rotor.

Deux actionneurs magnétostrictifs provoquent un mouvement pendulaire de la tige rouge, qui se trouve être un piézoélectrique. Celui-ci, en s'allongeant, vient au contact du disque bleu et lui transmet par adhérence, un mouvement de rotation.

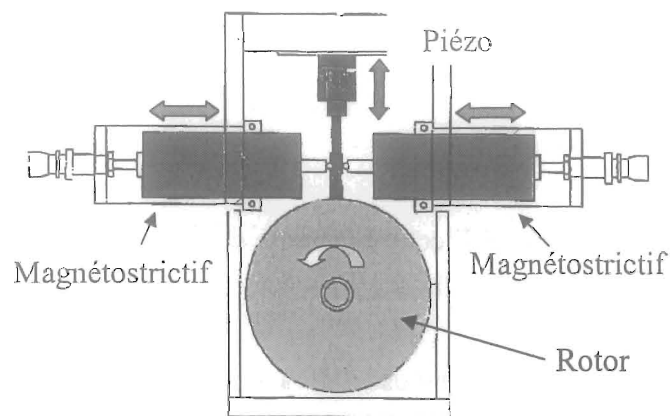


Figure II.26: Moteur hybride magnétostrictif/piézoélectrique.

Dans ce prototype, il n'y a pas de matériau magnétostrictif à la place du piézoélectrique, soit à cause de la place que prennent la bobine et le circuit magnétique, soit parce qu'on a voulu faire une adaptation d'impédance. En effet, les systèmes piézoélectriques sont capacitifs, et les systèmes magnétostrictifs sont inductifs. Ainsi, l'utilisation des deux peut permettre un meilleur transfert d'énergie au niveau de l'alimentation. On se retrouve alors dans le cas d'un

circuit résonant R-L-C ou il faudra accorder les fréquences de résonance électrique et mécanique.

2.8.4. Conclusion

Un moteur rotatif a un avantage fondamental, parce que contrairement à un moteur linéaire, il n'a pas de distance ou de course finie. Un moteur rotatif a des révolutions multiples et peut ainsi déplacer des objets beaucoup plus loin qu'un moteur linéaire. Des techniques d'embrayages peuvent également être employées pour augmenter le couple, la force, ou la vitesse selon la particularité de l'application.

En conséquence, ces types d'inventions produisent une amélioration significative dans les moteurs électriques, parce qu'ils fournissent un couple et un rendement relativement élevé, une rotation de précision et une commande directe à la charge (les indications relatives aux brevets doivent tout de même être prises avec la plus grande prudence). Nous pouvons préciser, de plus, que tous les systèmes que nous avons présentés, sont d'une grande complexité ! Leur réalisation n'est pas du tout triviale.

Mais, pour tous les points positifs énoncés plus haut, le Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble a entrepris la conception d'actionneurs magnétostrictifs, en essayant de privilégier la "simplicité" de fonctionnement et de réalisation.

2.9. *L'expérience du LEG*

Dans ce domaine, le Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble a déjà à son actif quelques réalisations intéressantes à petite échelle.

La première est un actionneur magnétostrictif à deux degrés de liberté de type verrou, évoluant sur et autour d'un barreau magnétique en utilisant deux pinces magnétiques. Cet actionneur se déplace par pas cumulés comme une chenille, collant et décollant alternativement ses deux pinces sur le tube, en allongeant et rétrécissant sa partie centrale magnétostrictive. Cet actionneur, d'un volume de $2,5 \text{ cm}^3$, translate donc, par pas cumulés, son barreau à $200 \mu\text{m/s}$, et développe une force de l'ordre de 150 mN (limitée par les pinces) [CLAV01].

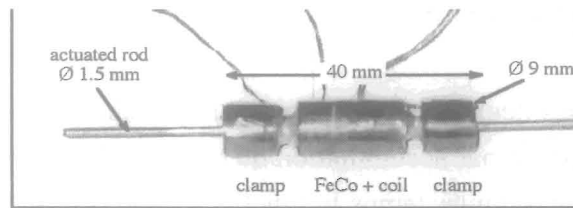


Figure II.27: Actionneur magnétostrictif de type verrou.

Une autre réalisation est un actionneur magnétostrictif "monobloc" planaire, fonctionnant également sur le principe de la "chenille". Il se présente comme un "carré de sucre" pourvu de deux pattes équipées d'électroaimants, il évolue sur une plaque magnétique par pas cumulés dans les deux degrés de liberté du plan.

L'actionneur effectue des pas de 1 μm et se déplace à une vitesse de 800 $\mu\text{m/s}$. Il développe une force de 10 N à faible vitesse (10 $\mu\text{m/s}$). Non saturé, il peut faire du micropositionnement à 10 nm.

Le contrôle actif de vibration a également fait l'objet d'une étude au LEG, avec la réalisation d'un pot vibrant magnétostrictif [GRO01] dans le cadre du projet MADAVIC.

Le contrôle actif de vibrations consiste à réduire les vibrations d'un appareil ou d'une structure à l'aide d'actionneurs auxquels de l'énergie électrique est fournie. Les applications sont nombreuses et visent principalement l'annulation des vibrations des machines transmises à leur entourage (nuisances sonores et destruction). Une des applications pourrait être la réduction du bruit dans un espace donné (habitacle d'une voiture, d'un avion, d'un conduit d'air ou d'un espace industriel bruyant). La réduction des vibrations permet aussi d'augmenter la fiabilité et la durée de vie d'une machine.

Ce prototype, équipé d'un barreau magnétostrictif de technologie FSZM de \varnothing 8mm et de 100 mm de longueur, a permis de fournir des forces de l'ordre de 1000 N.

Des travaux similaires font aussi l'objet d'un programme-cadre financé par la Commission européenne, nommé MESA (Magnetostrictive Equipment and Systems for more electric Aircraft), et qui comme son nom l'indique, s'occupe de la prospective pour l'élaboration et l'utilisation des matériaux magnétostrictifs en regroupant des laboratoires et des entreprises européennes.

2.9.1. Notre principe de fonctionnement

Nous avons choisi, pour les deux prototypes que nous présentons dans les chapitres suivants, un principe de fonctionnement par accumulation de pas. Celui-ci est basé sur le principe de la chenille. Détaillons dans un premier temps le fonctionnement linéaire. Sur la figure II.28, une chenille avance linéairement en allongeant son corps et en collant alternativement ses pattes sur le sol. Le même principe est employé pour l'actionneur verrou et l'actionneur monobloc planeaire, décrits précédemment.

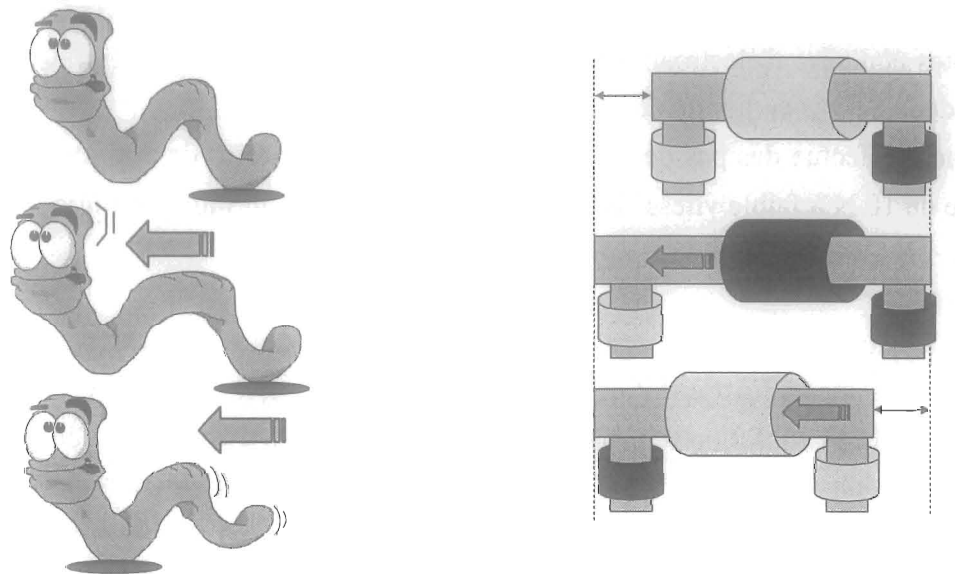


Figure II.28: Principe linéaire d'accumulation de pas.

Notre principe rotatif est basé sur le même fonctionnement, toujours avec une structure à pas cumulés. Les deux "pattes" sont des électroaimants, parce qu'ils étaient pour nous facilement réalisables. Mais nous aurions pu employer d'autres moyens de blocage (disques de freins, embrayages...). Comme représenté sur la figure II.29, notre système est composé d'un bloc moteur qui génère le mouvement de rotation grâce aux déformations du matériau actif qu'il comprend. Deux électroaimants, qui sont fixes, font donc office de "pattes" et viennent se coller alternativement sur les extrémités magnétiques du bloc moteur. Ce dernier, par des mouvements d'aller et retours en torsion provoque sa propre rotation par accumulation de pas.

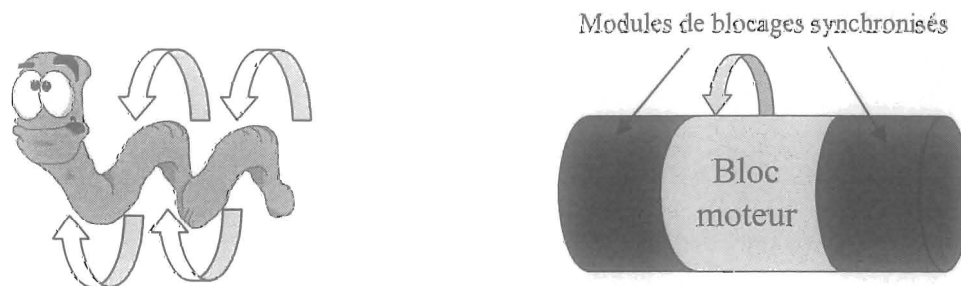


Figure II.29: Principe rotatif d'accumulation de pas.

Il est clair que l'emploi d'électroaimants peut limiter notre prototype. Il est en effet évident que le fonctionnement posera un problème d'utilisation en fréquence, notamment à cause de l'induction qui mettra un certain temps à s'établir et à s'annuler (les électroaimants sont également généralement le siège de pertes Joules assez importantes).

Pour une première approche, ce système de blocage a la qualité d'être rapidement réalisable, et nous permettra d'évaluer la faisabilité du principe actionneur.

On peut retrouver le principe de rotation par accumulation de pas sur les prototypes des figures II.20-II.22-II.23-II.26, pages 58-61.

2.10. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les divers aspects économiques qui entrent en jeu au niveau des technologies. Parmi ceux-là, la recherche sur les nouveaux matériaux prend une place très importante dans l'élaboration de nouveaux systèmes toujours plus performants. Les programmes de recherches fleurissent dans de nombreux pays, et sont largement soutenus par les gouvernements respectifs comme étant une source d'innovation technologique importante, en faisant notamment référence aux systèmes "intelligents".

Par la suite, nous avons exposé les différents matériaux entrant dans la conception de la majorité de ces systèmes dits "intelligents", comme les Alliages à Mémoire de Forme (AMF), les matériaux piézoélectriques et les matériaux magnétostrictifs. Le tableau II.7 regroupe quelques avantages et inconvénients des actionneurs basés sur ces matériaux.

C'est ainsi que les actionneurs piézoélectriques sont préférés pour les applications haute fréquence ou à faible temps de réponse, puisque leur bande passante est seulement limitée par la vitesse du son dans les solides.

On leur préférera au contraire des actionneurs magnétiques si l'on dispose d'une source de courant ou de champ magnétique suffisante.

De ces actionneurs magnétiques se dégage la classe des magnétostrictifs, à base notamment de Terfenol-D. Ces actionneurs sont aujourd'hui parmi les plus prometteurs et se caractérisent par une densité d'énergie nettement plus importante que celle des actionneurs PZT, développent une déformation à vide environ deux fois plus forte et peuvent soulever des

charges également deux fois supérieures, sous faible tension, et avec une commande "simplifiée". Malheureusement, ils sont plus volumineux et plus lourd.

Les actionneurs/moteurs rotatifs magnétostrictifs se révèlent donc très performants en matière de couple, de précision, d'encombrement et de poids.

	Alliages à Mémoire de Forme (AMF)	Matériaux Magnétostrictifs	Matériaux Piézoélectrique
Force Motrice	Champ thermique	Champ magnétique	Champ électrique
Matériaux	TiNi, CuAlBe	TbFe, (TbDy)Fe, SmFe	PZT, Quartz
Avantages	Force importante	Contrôle sans contact via un champ magnétique	Haute largeur de bande
	Grande densité énergétique	Hautes fréquences	Hautes fréquences
	Grande résistance	Hautes variations de températures	Puissance de mise en action faible
	Grande élasticité	Grands déplacements	Faibles pertes
Limites	Basse fréquence	Courants limités	Tensions limitées
	Faible bande passante	Equipement important pour la génération de champ magnétique	Equipement auxiliaire nécessaire
	Variations de température limitées	Résistance à la traction	Résistance à la traction
	Hystérésis	Matériaux fragiles	Matériaux fragiles
			Variations de températures limitées

Tableau II.7: Récapitulatif des différents avantages et inconvénients des matériaux présentés.

C'est dans l'optique de poursuivre plus en avant les travaux prometteurs déjà réalisés au sein de notre laboratoire, en utilisant une technologie d'avenir, que la conception d'un actionneur magnétostrictif rotatif a été mise en œuvre.

Références

1. [ADA01] Adaptamat, <http://www.adaptamat.com>
2. [ANA01] G. Anatas (US), J. Goldie (US), Satcon Technologie Corp (US), "Transverse field activated magnetostrictive motor", No Publication US5465015, Sept 1993.
3. [ATH01] P.D Atherton, K.Uchino, "New Developments in Piezo Motors and Mechanisms", Proc of ACTUATOR 98 Conf, Pub Messe Bremen, pp 164-169, 1998.
4. [BER01] G. Bergstrand, A. Tove, "Magnetostrictive unit", U.S. Patente n 3.439.199, 1969.
5. [BRU01] H. Bruneau, R. Le Letty, F. Claeysen, F. Barillot, "Application of a new amplified piezoelectric actuator to semi-active control of vibrations", *Proc of MV2 conf.*, Lyon, 22-23 Oct.97, 12p.
6. [CED01] Cedrat recherché, <http://www.cedrat-recherche.com>
7. [CLAE01] F.Claeysen, R. Le Letty, "Low voltage piezoelectric piezoactuators and control of shapes", Workshop on Materials and Smart Structure for shape control, ONERA Chatillon, Jan 15-17, 1998.
8. [CLA01] A. Clark (US), J. Teter (US), US NAVY, "High torque magnetic angular positioning motor", No Publication : US5041753, 1991.
9. [CLAV01] L. Clavelier, "Micro pinces", Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble, rapport de DEA 1999.
10. [DIB01] U.Dibbern, "Piezoelectric Actuators in Multilayer Technique", Proc of ACTUATOR 94 Conf, Pub Messe Bremen, pp114-118, 1994.
11. [DEL01] E. du Tremolet de Lacheisserie, F. Claeysen, Matériaux à propriétés spécifiques "Les Matériaux magnétiques", rapport Louis Néel, CNRS, 166X, 38042, Grenoble Cedex.
12. [EDS01] A. Edson, "Magnetostrictive apparatus and process", U.S. Patente n 3.634.742, 1972.
13. [ETR01] ETREMA commercial datasheets, Ames, IO, (US), www.etrema-usa.com, March 2000.

14. [FAN01] J.L. Fanson, "On the use of electrostrictive actuators in recovering the optical performance of the Hubble space telescope", *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, vol. 360, p. 109-120, 1995.
15. [FOR01] R.L. Forward, "Electronic damping of vibrations in optical structures", *Applied Optics*, vol. 18 (5), p. 690-697, 1979.
16. [GRO01] L. Gros, Modélisation, "Conception et caractérisation de pots vibrants magnétostrictifs, Application au contrôle actif des vibrations", Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble, thèse, Juin 1999.
17. [HAY01] H. Hayes, "Apparatus for measuring tickness", U.S. Patente n 2.105.479, 1938.
18. [KIE01] Kiesewetter L., Proc. of sec. int. conf. on GMA, Ed. C.Tyren, Amter (Fr),1988. Ch.7, 15p.
19. [KOC01] KOC B., BOUCHILLOUX P. et UCHINO K., "Piezoelectric micromotor using a metal-ceramic composite structure", *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, Vol.47, n°4, p. 836-843, 2000.
20. [LEL01] R. Le Letty, F. Claeysen, Catalogue of Cedrat Piezo products, Ed Cedrat Recherche SA, Meylan, France, June 1998, 50p. or <http://www.cedrat.com>.
21. [LEP01] F. Lepoitevin, "Développement et réalisation de briques de base pour la conception de microrelais électromagnétiques et magnétostrictifs", Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble, thèse, Nov 2001.
22. [MAC01] B. Macabee, "Magnetostrictive motor system", US NAVY, No Publication : US5341056, 1994.
23. [STA01] A. Stanley (US), R. Gregory (US), US NAVY, "Magnetostrictive peristaltic pump", No. Publication : US6074179, 2000.
24. [UEH01] UEHA S. et TOMIKAWA Y., "*Ultrasonic motors : theory and applications*", Clarendon Press-Oxford, 1993.
25. [VEN01] R. Venkataraman, "A Hybrid Actuator", University of Maryland, thèse, 1995.
26. [VRA01] J. Vranish (US), NASA US, "Magnetostrictive roller drive motor", No. Publication : US5079460, 1992.

CHAPITRE 3

Actionneur Spiral Magnétostrictif

Chapitre 3

Actionneur Spiral Magnétostrictif

3.1.	Introduction	73
3.2.	Choix du matériau magnétostrictif	74
3.2.1.	Quelques précisions sur les alliages de Fer-Cobalt	77
3.3.	Cahier des charges	78
3.4.	Forme de la partie active. Pourquoi une spirale?	78
3.4.1.	Principe de fonctionnement	79
3.4.2.	Conclusion	81
3.5.	Les différents blocs de l'actionneur	82
3.5.1.	La partie active	82
3.5.2.	Le bloc moteur et le circuit magnétique	82
3.5.3.	Les modules de blocage	84
3.6.	Fonctionnement de l'actionneur	85
3.6.1.	Photographies du prototype	87
3.6.2.	Essais en rotation de l'actionneur	88
3.6.3.	Conclusion	89
3.7.	Simulations Flux3D	89
3.8.	Modélisation par ATILA	91
3.8.1.	Introduction	91
3.8.2.	Matrice magnéto-élastique du Fer-Cobalt	92
a)	Masse volumique	92
b)	Caractéristiques élastiques	92
3.8.3.	Caractéristiques magnétiques	92
3.8.4.	Couplage magnéto-élastique	93
3.9.	Modélisation sous ATILA par équivalence piézoélectrique	95
3.9.1.	Introduction	95
3.9.2.	Remarque Générale	95
3.9.3.	Modélisation sous Atila	96
a)	Définition de la géométrie et du maillage.	97
b)	Définition de la physique du modèle.	97
c)	Propriétés	98
d)	Conditions aux limites	99
3.9.4.	Résultats numériques	100
a)	Evaluation de l'angle de rotation	101
b)	Conclusion sur l'équivalence piézoélectrique	101
3.9.5.	Calcul des modes propres de la structure	102

a)	Structure bloquée en périphérie.	102
b)	Conclusion sur le calcul des modes propres	103
3.9.6.	Essai de calcul du couple	104
a)	Remarques sur le calcul des forces	104
b)	Calcul du couple	104
3.9.7.	Conclusion	105
3.10.	Conclusion	106
	<i>Références</i>	<i>107</i>

Chapitre 3

Actionneur Spiral Magnétostrictif

3.1. Introduction

Comme nous l'avons indiqué précédemment, un actionneur rotatif à un avantage important par rapport à un actionneur linéaire, il n'a pas de course finie. Il peut faire plusieurs révolutions et ainsi déplacer des objets beaucoup plus loin qu'un actionneur linéaire. Des techniques d'embrayages, de réducteurs, etc..., peuvent également être employées pour augmenter son couple, sa force ou sa vitesse selon la particularité de l'application.

Nous pouvons donc avancer que ces actionneurs magnétostrictifs produisent une amélioration significative dans le cadre des actionneurs électriques, parce qu'ils fournissent un couple et un rendement relativement élevé, une rotation lente de précision et une commande directe à la charge.

C'est ainsi que différents groupements se sont fortement intéressés à l'élaboration de ces nouvelles classes d'actionneurs à base de matériaux magnétostrictifs, tel que le projet européen MESA (Magnetostrictive Equipment and Systems for more electric Aircraft), dont nous avons déjà dit quelques mots dans le chapitre II.

Notre projet a quand à lui été généré par un besoin de la Direction Générale de l'Armement (DGA) en vue d'une application aéronautique.

Dans ce domaine, bons nombres d'actionnements sont encore réalisés à base de systèmes hydrauliques, notamment le pilotage de gouvernails d'avions, ou l'orientation (plutôt l'inclinaison) des pales d'hélicoptères. Ces systèmes hydrauliques, bien que parfaitement fonctionnels présentent des désavantages non négligeables, tel qu'un entretien important, un poids et un volume conséquent.

La solution à ces problèmes serait l'utilisation d'un système compact et plus léger, développant un fort couple à base vitesse.

L'utilisation d'actionneurs rotatifs magnétostrictifs serait donc une des issues intéressantes et novatrices pour remplacer efficacement les systèmes hydrauliques en présentant des caractéristiques compétitives.

La suite de ce chapitre va donc exposer les choix technologiques et les fonctionnalités de l'actionneur rotatif magnétostrictif que nous avons élaboré.

Nous commencerons par expliquer le choix du matériau utilisé, son principe de fonctionnement modulaire, et les divers relevés qui nous ont conduits aux conclusions sur sa faisabilité.

3.2. Choix du matériau magnétostrictif

Il nous a été donné de choisir entre différents composés magnétostrictifs ayant des propriétés quelques peu distinctes les uns des autres. Pour fixer un peu mieux les domaines d'applications, le tableau III.1 regroupe quelques unes des utilisations courantes que l'on peut trouver en fonction de quelques matériaux.

Matériaux	Applications
Alliages Fe-Ni-Co (Al)	sonars (< 1950)
Alliages aux Terres rares	actionneurs (> 1975)
Rubans et fils amorphes alliages fer-silicium	λ faible mais μ excellent => capteurs
Ferrites	HF mais fragile
Couches et multicouches (amorphes : λ faible, μ fort)	microactionneurs, microcapteurs
Alliages à mémoire de forme magnétique	actionneurs, capteurs...

Tableau III.1: Les grandes familles de matériaux

La recherche d'un matériau magnétostrictif ayant des propriétés d'utilisation intéressantes et faciles à mettre en œuvre nous on amené à nous intéresser aux deux principaux types de composés actifs utilisés de nos jours. Le Fer-Cobalt, principalement utilisé pour les sonars dans les années 50, est un des premiers alliages magnétostrictifs à avoir été exploité. Ses propriétés sont certes moins performantes que les alliages de Terres Rares, mais il a l'avantage d'être plus facilement utilisable. Le tableau III.2 regroupe différentes caractéristiques de ces matériaux.

	λ_s (ppm)	μ	H (kA/m)	Tc (°C)	K ₃₃
Ni	- 35	> 1000	5 à 20	358	0.31
Fe-Co	67			1130	0.26
Permendur	70			980	
Fe	-9			707	
SmFe ₂	-1560	5 à 20	50 à 200	403	0.35
TbFe ₂	1750			435	
Tb _{0,3} Dy _{0,7} Fe ₂	1100			360	0.75
Cryo-terfenol	9000			-	-

Tableau III.2: Propriétés magnétostrictives de quelques métaux et Terres Rares.

Remarque : Le coefficient K₃₃ représente le coefficient de couplage Magnéto-Mécanique, ce qui équivaut au rendement du matériau. Le Terfenol-D semble donc être le plus performant.

Ainsi nous pouvons remarquer que les alliages de métaux 3D (Fer-Cobalt, Permendur) ont des magnétostrictions plus faibles, mais avec des perméabilités et des champs qui leur permettent une utilisation plus facile. A l'opposé, les composés de Terres-Rares proposent des coefficients de déformations "géants" mais avec des perméabilités qui restent faible, et surtout pour des valeurs de champs H élevés, d'où une consommation de puissance non négligeable pour cette aimantation difficile.

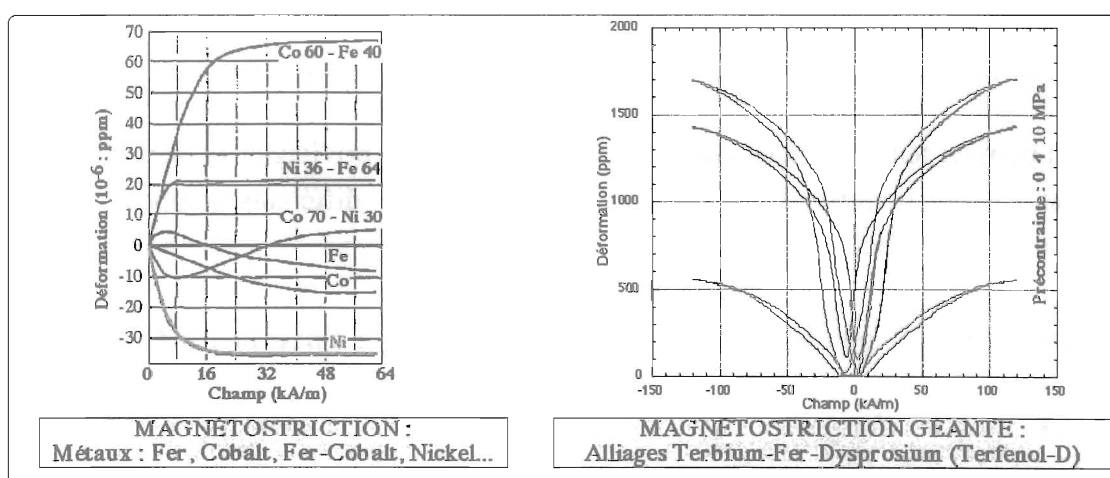


Figure III.1: Représentations de courbes de magnétostrictions $\lambda(H)$ pour différents alliages.

La Figure III.1 vient illustrer nos derniers propos en montrant la représentation des courbes $\lambda(H)$ de différents alliages de métaux et de Terres-Rares.

Pour des métaux comme le Cobalt et le Nickel, on a toujours une contraction ($\frac{\Delta l}{l} < 0$), alors que le fer présente une dilatation dans les champs faibles et une contraction dans les champs plus élevés. Pour le composé $Co_{70}-Ni_{30}$ c'est l'inverse qui se produit, alors que les alliages Fer-Cobalt, Nickel-Fer ou les alliages de Terres-Rares donnent uniquement des dilatations. Toutefois, pour tous les métaux et alliages ferromagnétiques, on aperçoit le phénomène de saturation de $\frac{\Delta l}{l}$ lorsque le champ H croit, et tend vers la limite du coefficient de magnétostriction à saturation λ_s , qui peut donc être positif ou négatif.

Ainsi donc, la justification de notre choix quant au matériau que nous allons utiliser est résumée dans le tableau III.3.

	Avantages	Inconvénients
Alliages Fer-Cobalt	Moins cher	Déformation moins importante
	Plus facile à magnétiser	Forces moins importantes
	Plus facile à utiliser	
Alliages de Terres-Rares (exemple : Terfenol-D)	Déformation très importante	Cher
	Forces très importantes	Magnétisation beaucoup plus difficile
		Plus fragile

Tableau III.3: Mise en évidence des avantages/inconvénients des Alliages Fer-Cobalt et Terres-Rares.

Dans un premier temps, il nous a parut en effet plus aisé de privilégier la facilité d'utilisation sans chercher les performances optimales, pour étudier les différents comportements et en tirer les conclusions adéquates.

Le matériau actif de notre actionneur magnétostrictif sera donc à base de Fer-Cobalt.

3.2.1. Quelques précisions sur les alliages de Fer-Cobalt

Le composé choisi porte l'appellation courante AFK 502 et se décrit avec la stœchiométrie $\text{Fe}_{49}\text{Co}_{49}\text{-V}_2$. Cet alliage est entre autre fourni par la société IMPHY Ugine Précision, du groupe Usinor [IMP01]. L'adjonction de 2% de Vanadium en fait l'alliage le plus utilisé dans les hautes inductions ($B > 2,5 \text{ T}$).

Le rôle du Vanadium est double :

- D'une part, il réduit considérablement la fragilité mécanique.
- D'autre part, il relève la résistivité et permet l'utilisation aux moyennes fréquences (de 300 à 1500Hz).

La mise en œuvre de ce composé demande quelques précautions dues à sa nature.

- Le recuit destiné à développer ses propriétés magnétiques se pratique à une température de 850 °C. Ce recuit doit se terminer par un refroidissement à environ 250°C/h pour ajuster la valeur de l'anisotropie magnétocristalline.
- La présence de Vanadium dans l'alliage nécessite l'utilisation d'atmosphères de traitement très pures (Hydrogène ou vide) et sans oxygène ni azote qui forment des oxydes et des nitrures de Vanadium très néfastes aux propriétés magnétiques de l'alliage.
- La fragilité de l'état recuit impose de réaliser toutes les opérations de découpe à l'état écroui et de tenir compte des légères variations dimensionnelles dues au traitement thermique consécutif.

3.3. Cahier des charges

Le but de cette étude est donc de produire un démonstrateur d'actionneur rotatif magnétostrictif, pouvant respecter les conditions suivantes :

Dimensions de l'ordre de	Ø 50-L 50 mm
Couple envisageable de	Quelques Nm
Couple de maintien de	5 à 10 Nm
Vitesse envisageable de	Quelques tr/min
Précision de	Quelques milli-radians

Tableau III.4: Cahier des charges de l'actionneur magnétostrictif.

Ces caractéristiques faisant de lui un produit compétitif par rapport aux modèles existants.

3.4. Forme de la partie active. Pourquoi une spirale?

Afin de réaliser un mouvement de rotation nous avons proposé un procédé innovant de la partie active de notre actionneur. La forme non conventionnelle choisie est une **Spirale**.

Comme nous l'avons déjà expliqué dans les chapitres précédents, un barreau magnétostrictif soumis à un champ extérieur va subir une déformation mécanique, il en est de même pour un barreau courbé (voir Figure III.2). Ce dernier va donc s'allonger d'une valeur ΔL , correspondant à un angle $\Delta\phi$. Le procédé se rapproche du fonctionnement du moteur Kiesewetter [KEI01].

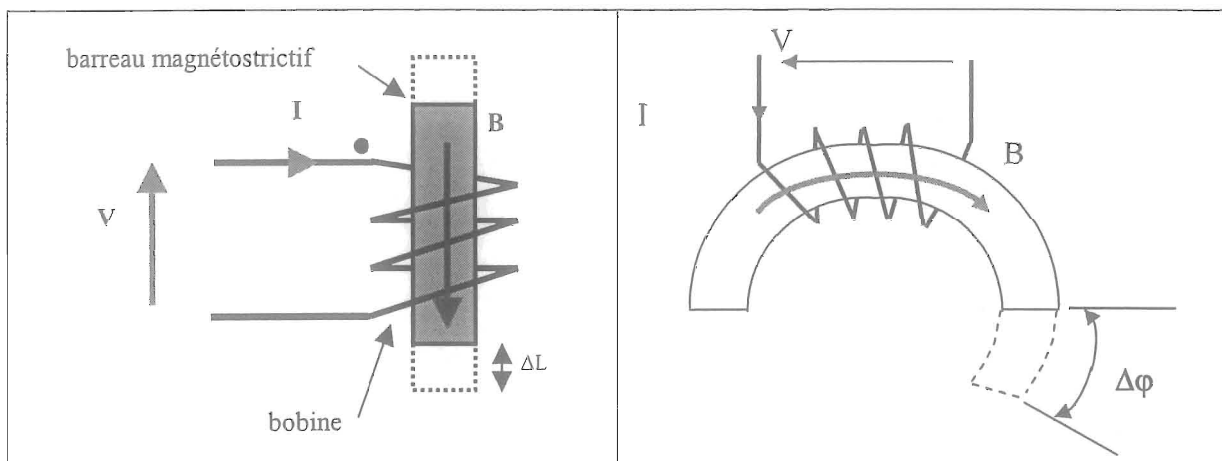


Figure III.2: Déformation d'un barreau courbé.

Il faut préciser que dans l'utilisation d'un matériau magnétostrictif, plus on a de matière et plus les allongements et les forces seront importants.

Cette forme de spirale nous permettrait donc d'avoir un maximum de matériau en élongation pour une rotation.

Le Fer-Cobalt étant un matériau assez cassant, l'élaboration de cette forme à la machine outil n'était pas envisageable. Nous avons pour ce faire employé une machine à électroérosion qui par défonceage avec un moule en carbone nous a donné la pièce voulue. La figure III.3 montre une représentation de notre spirale magnétostrictive.

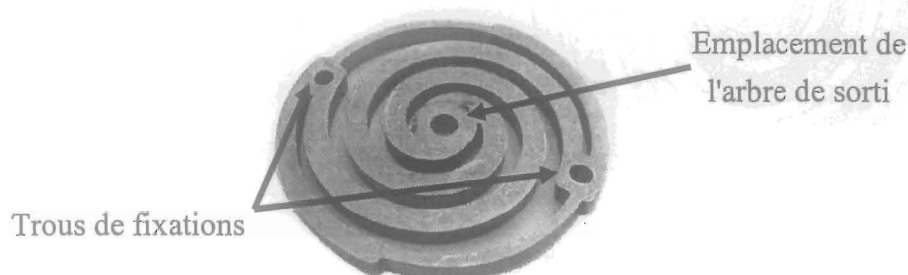


Figure III.3: Représentation de la spirale magnétostrictive en Fe-Co. Diamètre total de 50 mm.

3.4.1. Principe de fonctionnement

Afin d'aimanter le matériau actif, deux bobines sont placées sur le pourtour de la spirale (Figure III.4). Ces deux bobines de 250 spires induisent deux champs (statique ou en fréquences) qui viennent s'ajouter dans les branches internes ; celles qui sont destinées à l'allongement. Lorsque la spirale n'est plus alimentée, elle retrouve sa position initiale.

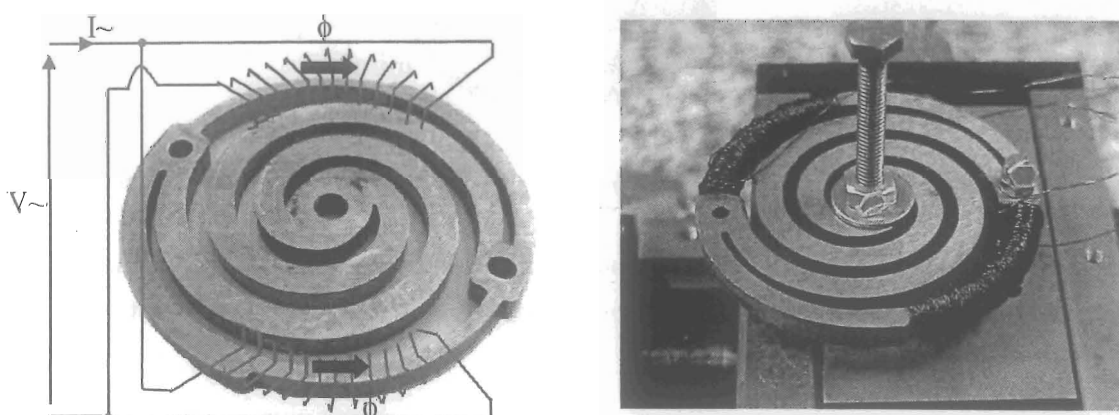


Figure III.4: Présentation de la spirale bobinée.

Sur les Figures III.5 et III.6, on remarque en effet que les lignes de champ sont canalisées dans la spirale. Ce champ, résultant de la somme des deux créés par les bobines, qui est alors prédominant dans les branches intérieures ($B_{max} \sim 2,5 \text{ T}$) va avoir pour conséquence de "vriller" la forme, un peu comme un ressort spiral qu'on tort et qu'on relâche.

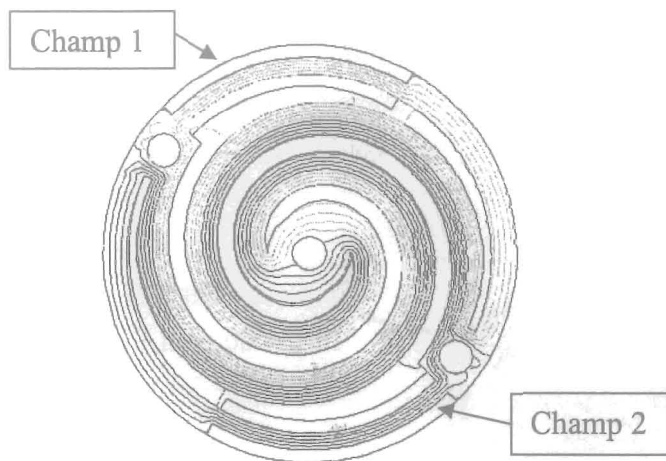


Figure III.5: Visualisation des lignes Equ-Flux créées par les bobines.

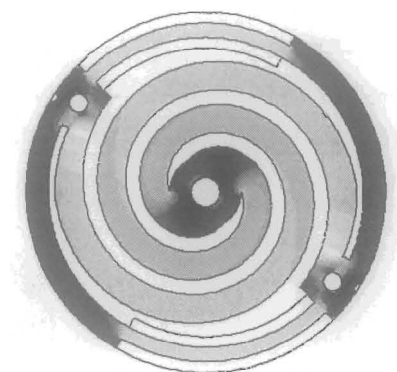


Figure III.6: Dégradé d'induction.
H max # 20 kA/m

Afin de vérifier la rotation de notre spirale nous utilisons un interféromètre laser, qui fonctionne de façon différentielle, et qui nous a permis d'établir les différentes courbes relatives à la magnétostriction et aux réponses fréquentielles.

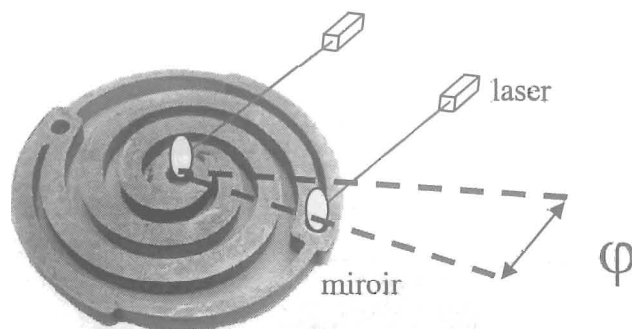


Figure III.7: Mesures du déplacement angulaire à l'aide d'un interféromètre laser.

Si la spirale est tenue en son centre, par un point fixe, le passage d'un champ magnétique va provoquer la torsion de ses branches et donc un déplacement angulaire pouvant être visualisé sur le pourtour de la géométrie.

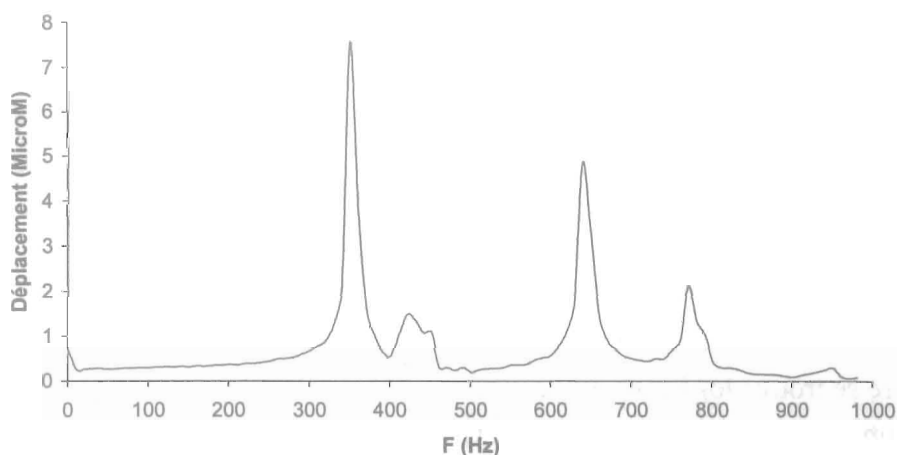


Figure III.8: Etudes fréquentielles à l'interféromètre laser, mise en évidence des fréquences de résonance.

A 350Hz on aperçoit sur la figure III.8 une fréquence de résonance nous donnant une déformation d'environ $7 \mu\text{m}$. Nous pouvons y établir la courbe du déplacement en fonction du champ appliqué $\lambda(H)$ (Figure III.9). Le comportement hystérétique à la résonance magnéto-mécanique est ici démontré par l'expérience. Le champ H relevé est considéré comme homogène dans la spirale. On se place dans le cas idéal ou $H.L=N.I$.

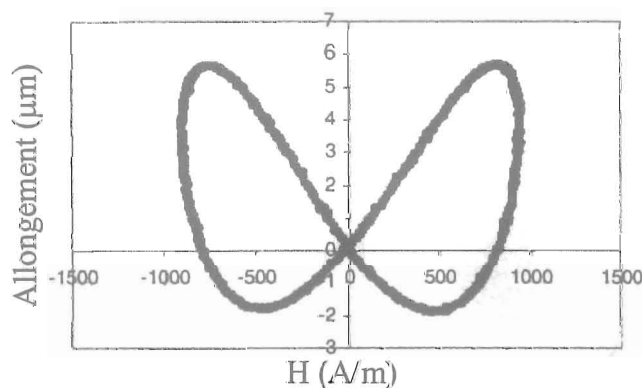


Figure III.9: Relevé de la courbe $\lambda(H)$ à la fréquence de résonance de 350Hz.

3.4.2. Conclusion

Cette première étude de la spirale magnétostrictive a eu pour but de montrer son fonctionnement. Les différents relevés nous permettront de comprendre par la suite le comportement global de notre actionneur.

3.5. Les différents blocs de l'actionneur

3.5.1. La partie active

La partie active de l'actionneur magnétostrictif est donc composée comme nous l'avons vu précédemment d'une spirale en matériau actif et de bobines d'excitation magnétique.

Pour le prototype de démonstration, la conception change quelque peu. Il n'y a plus qu'une seule bobine équivalente.

Cette dernière se trouve logée sur un axe en acier visant à canaliser correctement les lignes de champ en son centre (voir Figure III.10). Cet axe se trouve alors en contact à une de ses extrémités avec le centre de la spirale magnétostrictive sur lequel il est fixé, et de l'autre sur un aimant de polarisation magnétique. Le champ magnétique produit par la bobine sera donc amené à suivre le circuit magnétique ainsi formé. Arrivé au centre de la spirale, celui-ci se sépare en deux pour suivre ses deux branches, et provoquer leur déformation en vrillant l'ensemble. L'aimant que nous utilisons nous a été fourni par la société UGIMAG [UGI01]. Il s'agit d'un composé NFeB d'aimantation 1 T. Son but n'est pas de polariser le matériau, mais de faciliter le passage du champ de la culasse magnétique vers la bobine.

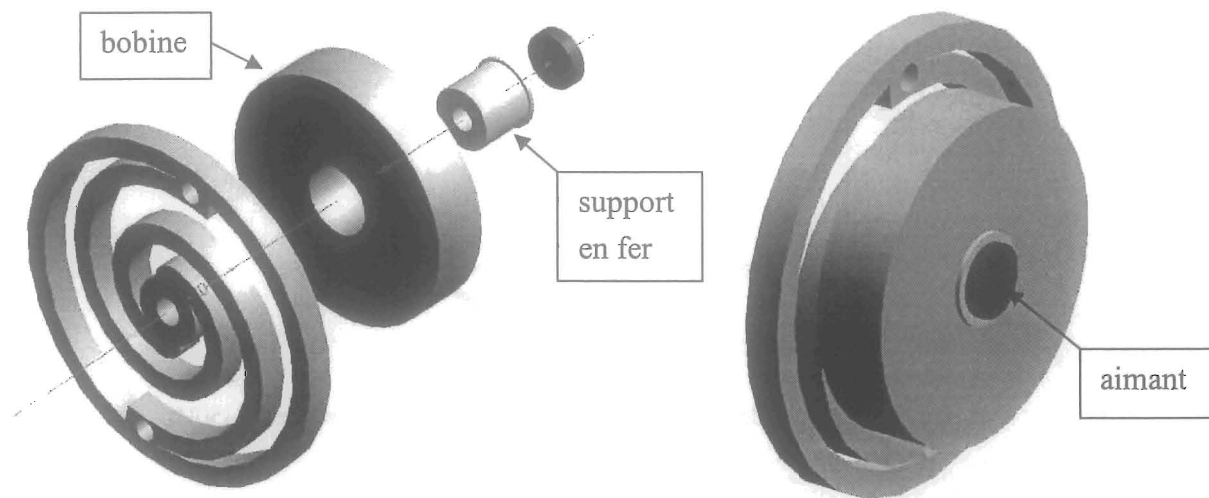


Figure III.10: Représentation de la partie active de l'actionneur.

3.5.2. Le bloc moteur et le circuit magnétique.

L'ensemble de la partie active vient se loger dans une culasse magnétique (voir Figure III.11). Les extrémités de la spirale viennent s'y fixer et permettent donc le rebouclage du champ magnétique. L'aimant que nous avons vu précédemment n'est pas en contact direct avec la

culasse, et l'ajout d'un ferro-fluide (liquide magnétique), que nous avons rajouté, favorise l'interfaçage du champ magnétique dans l'entrefer de 1 mm entre la culasse et la bobine.

La spirale magnétostrictive étant fixée sur la culasse par deux points de fixation de sa périphérie, l'alimentation de la bobine provoquera cette fois ci la rotation du centre, qui est libre axialement.

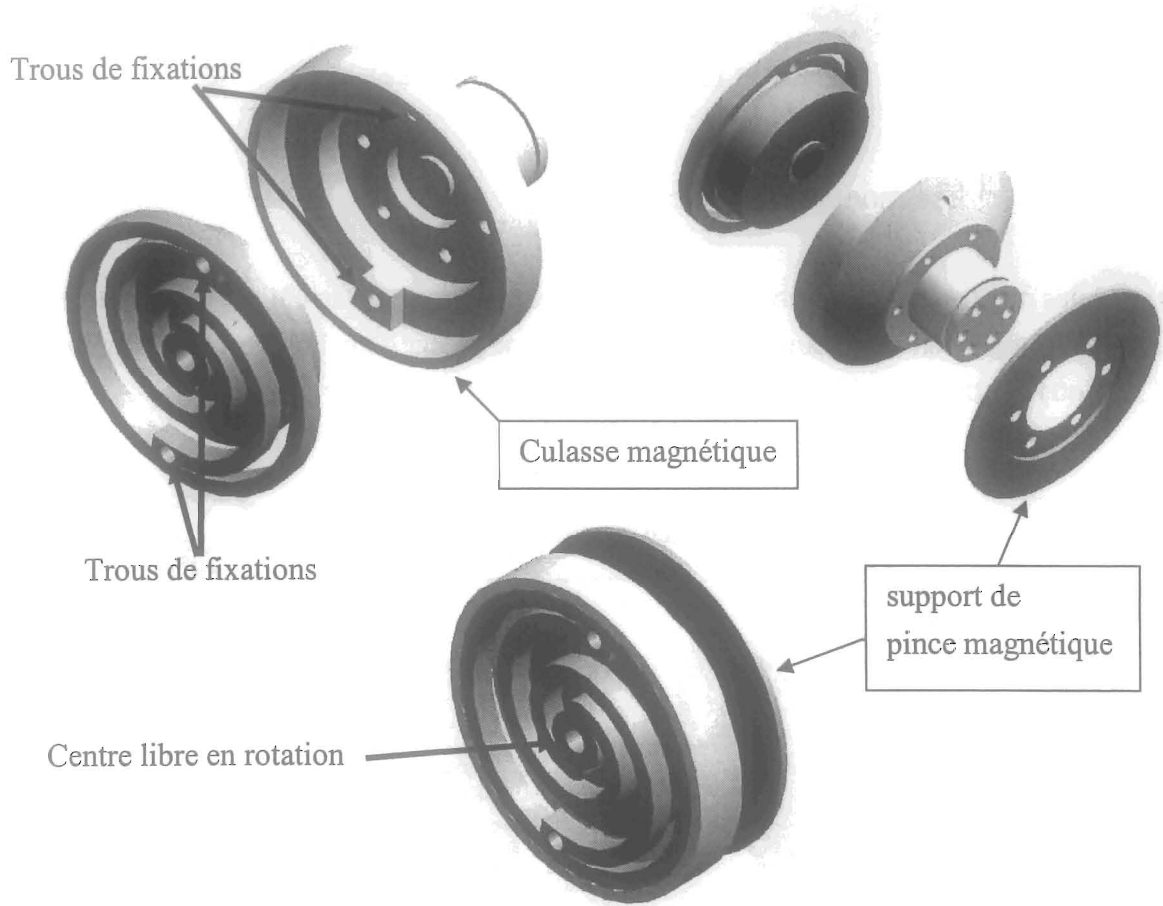


Figure III.11:Assemblage de la culasse magnétique.

Enfin, également solidaire du centre de la spirale et de l'axe sur laquelle elle est placée, se trouve ce que nous pouvons appeler le flasque mobile.

Ce flasque mobile, puisque uniquement solidaire du centre de la spirale tournera en même temps que lui, par ses aller retours en torsion, et transmettra le couple de l'actionneur. (Voir Figure III.12)



Figure III.12: Représentation du flasque mobile.

3.5.3. Les modules de blocage

Les modules de blocage sont deux électroaimants fixes par rapport au bâti. Ils ne tournent pas. Ce sont deux pièces en acier dans lesquelles viennent se placer deux bobines. (Voir figure III.13). Nous pourrions les désigner comme étant les "pattes" de notre actionneur.

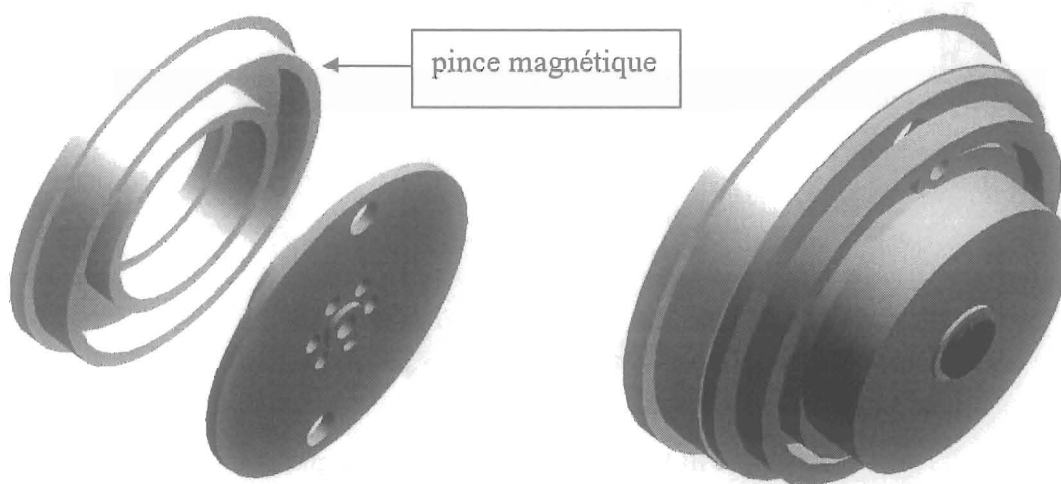


Figure III.13: Représentation d'un électroaimant.

Le couple du système est également directement lié à la force de ces "pattes" électromagnétique et au coefficient d'adhérence des matériaux. Ils sont respectivement positionnés en regard du flasque mobile et de l'arrière de la culasse magnétique (voir Figure III.6).

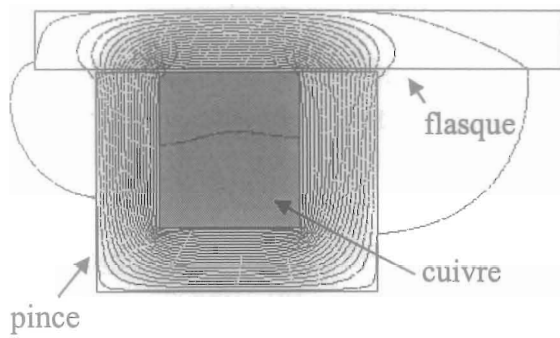


Figure III.14:Equi Flux d'un pied sur le flasque mobile.

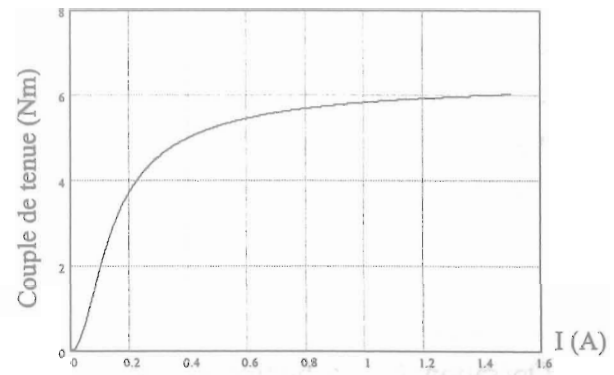


Figure III.15: Couple statique d'un pied. Adhérence sur le flasque.

Nous avons effectué le relevé de la figure III.15 en positionnant un des électroaimants en regard avec une plaque d'acier. Un couple de décrochage en statique a pu être estimé à environ 6 Nm. Ce couple a été mesuré en positionnant des poids à l'extrémité de l'électroaimant, pour tenter de le faire tourner.

3.6. Fonctionnement de l'actionneur

Pour avoir les idées un peu plus claires sur les interactions de tous les composants que nous avons cités précédemment, étudions le fonctionnement global de notre actionneur.

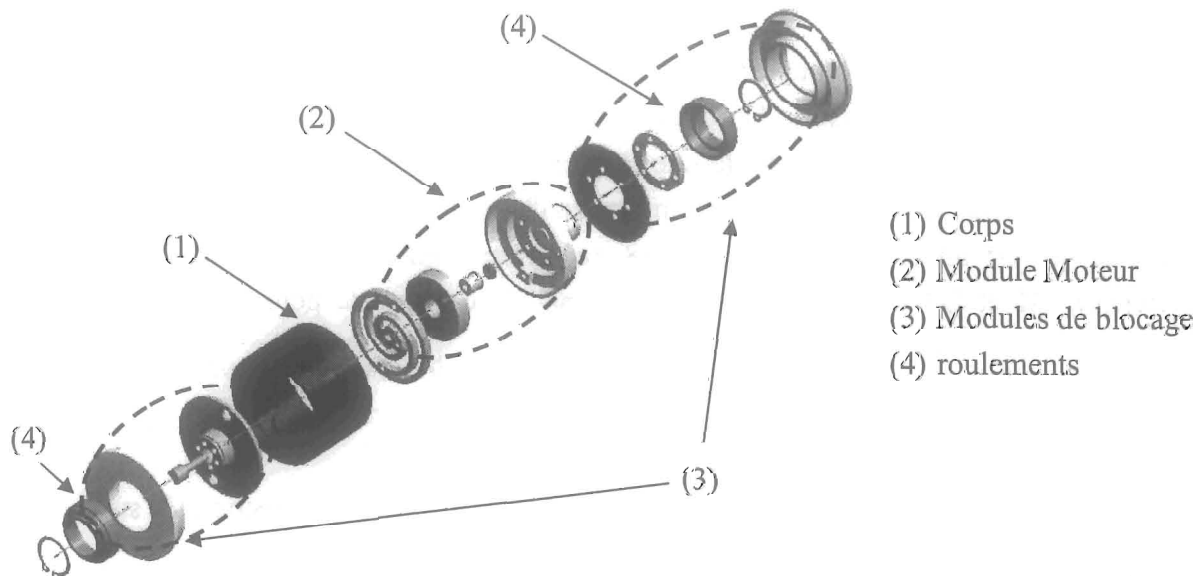


Figure III.16:Représentation globale de l'actionneur spiral magnétostrictif.

La Figure III.16 montre plus spécifiquement où viennent se positionner les deux pieds électroaimants.

Rappelons-le, nous avons un fonctionnement à accumulation de pas. Nous allons tenter à présent de décrire son fonctionnement. Il faut dissocier le pied 1, le bloc moteur avec la spirale, et le pied 2.

- Opération 1 : Le pied 1 est alimenté et le reste, il vient se coller contre la flasque mobile. Le pied 1 est fixe, donc la flasque le devient également.
- Opération 2 : La bobine du bloc moteur est alimentée, la spirale se vrille d'un certain angle, entraînant la culasse avec elle. La bobine reste alimentée. La culasse a tourné d'un angle $\Delta\phi$.
- Opération 3 : Le deuxième pied est alimenté et le reste, il vient se coller sur l'arrière de la culasse. Le pied 2 est lui aussi fixe.
- Opération 4 : Le premier pied est libéré. La spirale est toujours excitée.
- Opération 5 : La spirale n'est plus alimentée, elle revient dans sa position initiale.
- Opération 6 : Les deux pieds sont alimentés : rien ne bouge

Le cycle est terminé, l'étape suivante revient à reproduire la première opération. On peut dire que nous sommes en présence d'un actionneur pas à pas, qui fonctionne un peu comme une chenille le ferait. Les deux pieds électroaimants ne tournent pas, c'est le bloc moteur, au centre, qui, par pas cumulés, provoque sa propre rotation (voir tableau III.5).

La commande est réalisée avec un circuit imprimé. Sur ce circuit arrive le signal de référence donné par un GBF. Pour découper la fréquence de l'horloge en deux fréquences $F/2$ et $F/4$, deux bascules RS sont utilisées. On a alors, une fréquence F , $F/2$ et $F/4$. La fréquence de l'actionneur est quatre fois plus petite que la fréquence de l'horloge. Ensuite, ceux sont des équations logiques faites grâce à la programmation d'une eprom qui pilote le système complet. L'eprom, qui est un circuit PALCE 16 V8, reçoit les signaux H (Horloge, fréquence de référence), Q1 et Q2 ($F/2$ et $F/4$), plus un signal de commande pour choisir un sens de rotation. En sortie on a un signal \bar{h} (qui retourne vers les bascules) puis les signaux de pilotage synchronisés du matériaux actif et des deux électroaimants.

La fréquence de fonctionnement du prototype dépend de la fréquence sélectionnée sur le GBF de commande.

Pince1	1	1	1	0	0	1
Pince2	0	0	1	1	1	1
Spirale	0	1	1	1	0	0

Tableau III.5: Cycle de rotation. 1 = alimenté / 0 = non alimenté.

Remarque : Il n'a pas été effectué de précontrainte mécanique sur la spirale. Comme le montre la figure I.18, les courbes de Fer-Cobalt ne sont pas données pour différentes précontraintes, alors que pour le Terfenol-D oui. En fait il n'est pas utile de le précontraindre pour le fait fonctionner au maximum.

3.6.1. Photographies du prototype

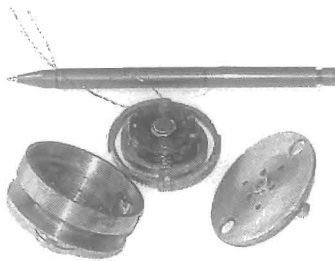


Figure III.17: Vue éclatée de la partie active



Figure III.18: Partie active de l'actionneur.

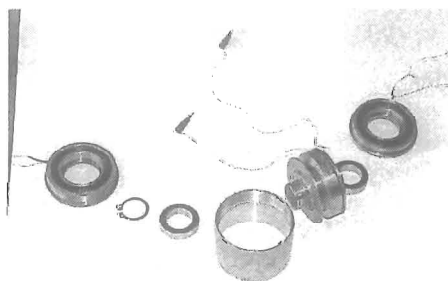


Figure III.19: Vue éclatée globale

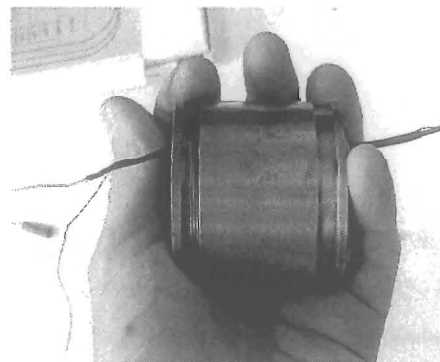


Figure III.20: Actionneur monté non visé.

3.6.2. Essais en rotation de l'actionneur

Une fois monté, l'actionneur spiral magnétostrictif est mis en rotation suivant le fonctionnement décrit précédemment.

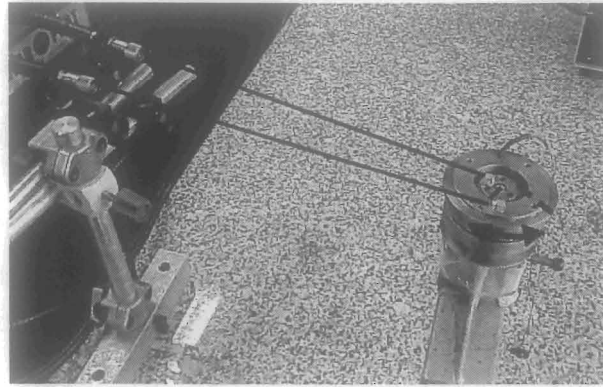


Figure III.21: Mesure de déplacement de l'actionneur.

Nous avons pu faire un relevé de sa réponse en fréquence. La Figure III.22 révèle un pic de résonance aux alentours de 80 Hz, les déplacements atteignent alors 7 μm .

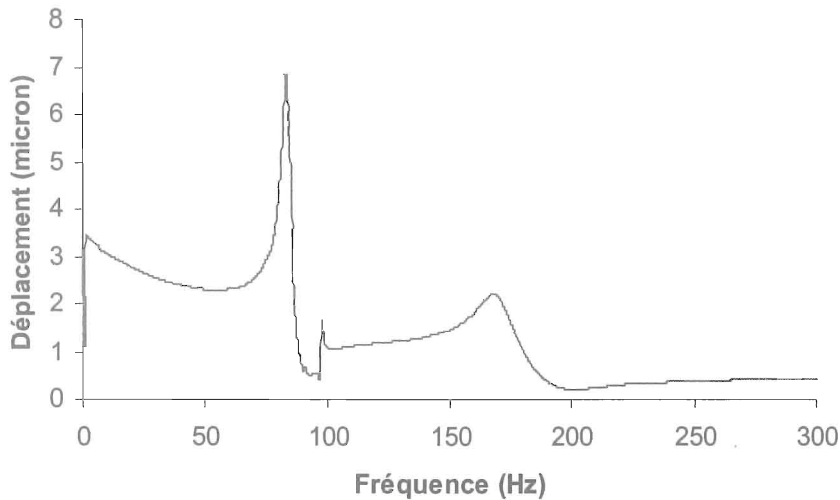


Figure III.22: Relevé fréquentiel. Mise en évidence des fréquences de résonance.

Cette première fréquence de résonance est plus basse que celle relevée avec la spirale seule, ce qui paraît normal, puisque celle-ci se retrouve à présent "chargée" par l'ensemble culasse - flasque mobile. Une rotation de 7 μm est un résultat intéressant. En charge, nous aurions pu nous attendre à une baisse de cette fréquence de résonance, ce qui paraîtrait logique, et espérer un déplacement toujours exploitable. Pourtant, en charge, nous n'avons pas constaté du tout de

rotation. L'actionneur semble se suffire à lui-même. Son couple moteur est quasi nul, et ne peut entraîner aucune charge.

3.6.3. Conclusion

Nous avons tenté de caractériser le fonctionnement de notre actionneur à travers diverses manipulations. Il en ressort que ce dernier n'atteint pas les caractéristiques que nous attendions de lui. Ses déplacements sont faibles en dehors de certaines fréquences de résonances où le fonctionnement est plutôt incertain. De plus il ne transmet pas de couple, ce qui est somme toute assez gênant!

Pour plus de clarté et afin de déterminer son fonctionnement, nous avons entrepris (un peu tard) une modélisation de la spirale puis de l'actionneur. Ces modélisations, à l'aide des logiciels Flux-3D et ATILA, nous apporteront, nous l'espérons quelques réponses [CHA01].

3.7. Simulations Flux3D

Des simulations Flux3D ont été entreprises pour essayer de déterminer le comportement magnétique de l'actionneur dans son ensemble.

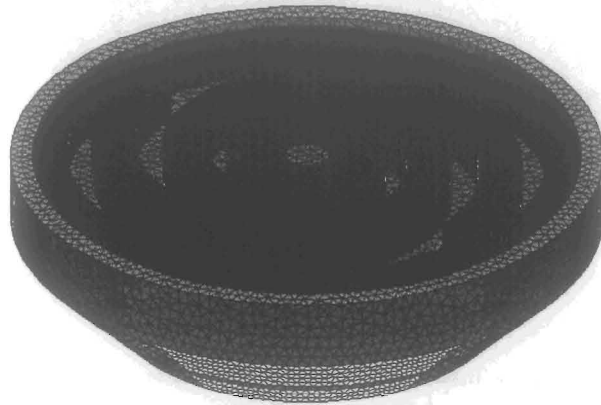


Figure III.23: Vue de l'ensemble Flux3D maillé "spirale - bobine - culasse".

Les premiers résultats de la Figure III.33 nous amènent à penser que la spirale semble correctement magnétisée. Cette hypothèse avait déjà été avancée étant donné la forte perméabilité du Fer-Cobalt employé. Les flèches qui apparaissent sur la surface nous indiquent le sens de parcours des lignes de champ, qui suivent visiblement le circuit magnétique produit par la spirale.

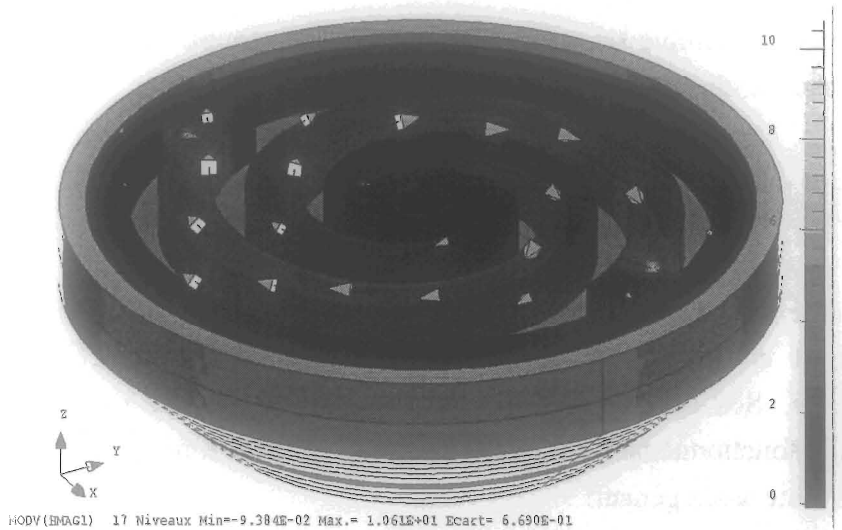


Figure III.24: Visualisation du champ magnétique parcourant la spirale.

Pourtant, une fois que la géométrie est complétée avec le placement du flasque mobile, on s'aperçoit qu'une partie du champ induit par la bobine est "court-circuité" par cet ajout. Sur la Figure III.34, nous pouvons voir les flèches représentant le champ s'extirper du centre pour aller vers l'extérieur de cette plaque.

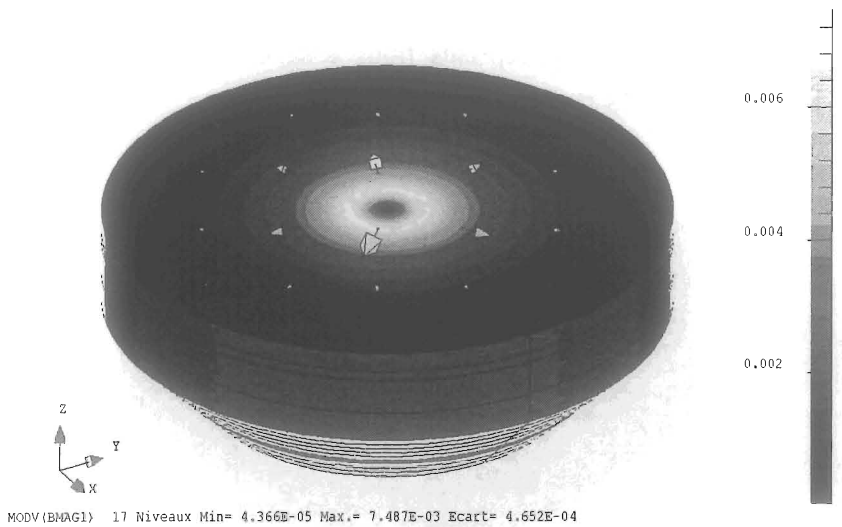


Figure III.25: Champ canalisé par la flasque mobile.

La Figure III.35 nous apporte une indication importante sur le comportement du champ dans l'actionneur. En effet, celui-ci, toujours représenté par les flèches, semble parcourir le flasque, puis revenir à la spirale, en différents endroits et même l'éviter totalement en se rebouclant directement dans la culasse magnétique.

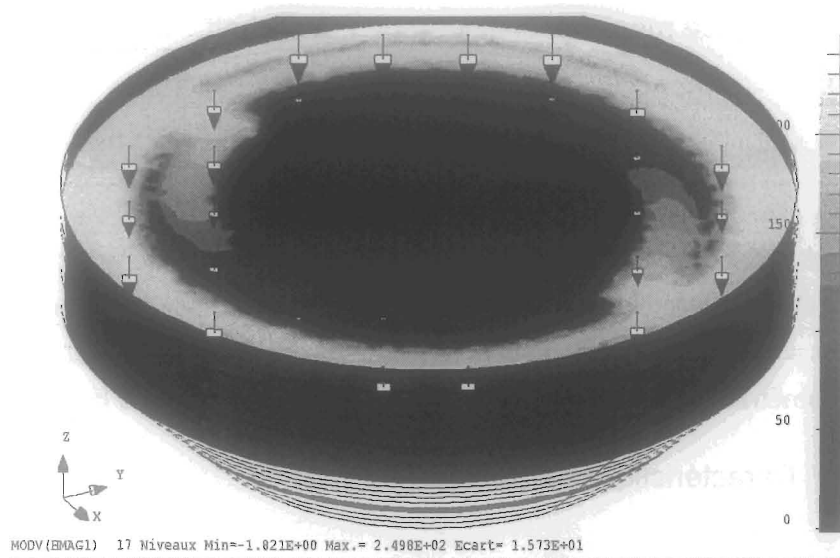


Figure III.26: "Court-circuit" du champ par la flasque mobile.

Ce comportement pourrait expliquer une baisse des performances mais ne nous éclaire pas sur le non fonctionnement du système. La proximité du circuit magnétique crée donc bien une perturbation en générant des champs de fuites qui ne participent donc pas à la magnétisation de la spirale. Une solution serait d'éloigner un peu plus le flasque mobile, et de ce fait, élargir l'entrefer qui la sépare de la culasse magnétique pour défavoriser le passage du flux.

3.8. Modélisation par ATILA

3.8.1. Introduction

Dans cette partie nous allons tenter de modéliser l'actionneur magnétostrictif, où tout du moins la spirale de Fer-Cobalt. Pour ce faire se reporter aux travaux de [DEL01-02], [CLA01], [BOD01], [GRO01] qui décrivent en détail toutes ces théories.

Nous avons utilisé pour cela le logiciel d'éléments finis magnéto-mécanique ATILA, développé par Cedrat [CED01].

Il nous faut donc y référencer la matrice magnéto-élastique du Fer-Cobalt pour pouvoir traiter notre problème. Pour cela nous nous baserons sur la documentation d'ATILA afin de déterminer tous les coefficients.

3.8.2. Matrice magnéto-élastique du Fer-Cobalt

a) Masse volumique

Après avoir entré la géométrie de la spirale sous Flux3D, nous avons pu estimer son volume à $V_s = 0,34.10^{-5} \text{ m}^3$. La masse de la spirale étant de $M_s = 35.10^{-3} \text{ kg}$, on peut estimer sa masse volumique à $M_v = 10300 \text{ kg/m}^3$. Or la masse volumique du Fer-Cobalt est de 8200 kg/m^3 . Le volume de la géométrie modélisée est donc plus important que celui de la spirale réelle.

b) Caractéristiques élastiques

Les caractéristiques élastiques classiques du Fer-Cobalt dans la littérature nous donnent :

Un module d'Young de : $E = 200.10^9 \text{ Pa}$

Un coefficient de Poisson de : $\nu = 0.3$

Un coefficient de déformation $S_{44} = S_{66} = 0,13.10^{-10}$

La matrice d'élasticité linéaire S pour le Fer-Cobalt s'écrit donc (documentation d'Atila):

$$S = \begin{bmatrix} 1/E & -\nu/E & -\nu/E & 0 & 0 & 0 \\ -\nu/E & 1/E & -\nu/E & 0 & 0 & 0 \\ -\nu/E & -\nu/E & 1/E & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & S_{66} \end{bmatrix}$$

3.8.3. Caractéristiques magnétiques

En nous référant au tableau III.6, nous choisisons pour perméabilité relative maximale du Fer-Cobalt : $\mu_r = 10000$

Etant donné que le matériau est isotrope : $\mu_{11} = \mu_{22} = \mu_{33} = 0,0188$

Composition nominale % masse	Appellation courante	Épaisseur de bande <i>d</i> mm	m_v (1) g.cm ⁻³	ρ en 10 ⁻⁸ Ω.m	J_s T	θ_c °C	H_c A.m ⁻¹	$\mu_{max cc}$ (2) en 10 ³	p (3) W.kg ⁻¹
Fe74,5 - Co25 - Cr0,5	AFK 1	0,3	7,9	22	2,4	950	150	5	$\rho_2^{50} = 9,5$
Fe49 - Co49 - V2	AFK 502 Rotor	0,3	8,2	40	2,35	930	80	10	$\rho_2^{50} = 4$
Fe49 - Co49 - V2	AFK 502 Transformer	0,1	8,2	40	2,35	930	40	20	$\rho_2^{400} = 25$
Fe6 - Co94	0,3	8,7	15	1,9	1 040	35	12	$\rho_{1,5}^{60} = 3,2$

(1) masse volumique (2) perméabilité maximale en polarisation continue (3) p_x pertes totales massiques pour x T et γ Hz

Tableau III.6: Caractéristiques physiques et magnétiques des alliages Fe-Co doux industriels.

Remarque : Il est évident que cette perméabilité s’effondre pour des champs importants, ceci en particulier quand le point de fonctionnement est proche de la saturation. Pourtant, le coefficient μ n’est utile que pour le calcul du champ B. Or, comme nous le verrons par la suite, cette grandeur ne sera pas utilisée. Nous nous intéresserons uniquement aux déformations qui dépendent du champ H. Le choix de la perméabilité n’est donc pas fondamental.

3.8.4. Couplage magnéto-élastique

Le matériau que nous utilisons est du Fer-Cobalt polycristallin 50%, pour cette composition nous retenons donc en fonction de la Figure III.17 que $\lambda_{100} = 160$ ppm et $\lambda_{111} = 30$ ppm (allongement suivant les axes cristallographiques). Il est ainsi possible d’exprimer l’allongement à saturation du matériau sous sa forme poly- cristalline, soit :

$$\lambda_S = (2/3)(\lambda_{100} - \lambda_{111}) \text{ d'ou } \lambda_S = 87 \text{ ppm}$$

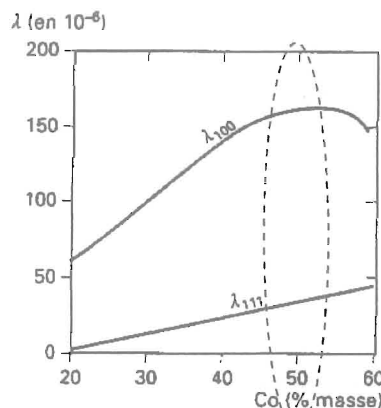


Figure III.27: Coefficients de magnétostriction λ_{100} et λ_{111} des alliages FeCo en fonction de la teneur en Co.

Les mesures sur le Fer-Cobalt ont donné un allongement légèrement inférieur de 70 ppm. Elles ont été réalisées sur un échantillon de 20 mm [CLAV01].

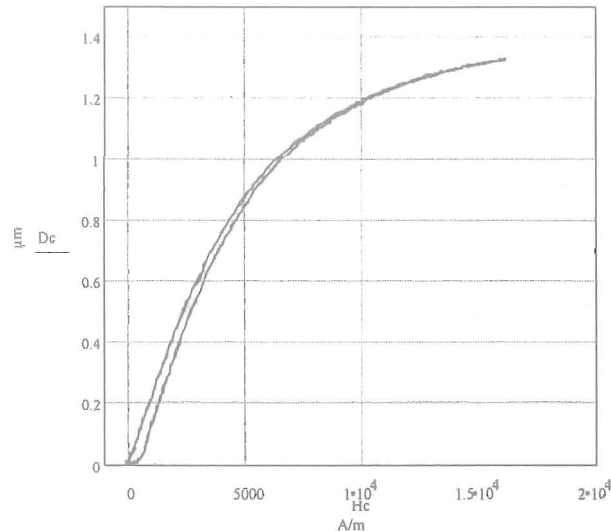


Figure III.28: Mesure d'allongement de Fe-Co à 10 Hz.

Pour la matrice, nous conserverons cette valeur d'allongement maximal à saturation qui est de $\lambda_S = 70$ ppm. La longueur d'une branche de la spirale est estimée à 80 mm.

On considère que l'allongement maximal est atteint pour un champ H interne de 20 000 A/m. Si l'on se met dans l'équivalence piézoélectrique / magnétostriction, cela équivaut à une différence de potentiel entre le centre et la périphérie de :

$$\Delta V = 20000 \times 80 \cdot 10^{-3} = 1600 \text{ V}$$

On veut un allongement de 70 ppm, soit $70 \cdot 10^{-6} \times 80 \cdot 10^{-3}$, ce qui nous donne un allongement de **5,6 µm** pour la spirale. Nous avons alors :

$$\frac{\Delta l}{l} = d_{33} \cdot H$$

$$d_{33} = \frac{70 \cdot 10^{-6}}{20000} = 0,35 \cdot 10^{-8}$$

Physiquement, d_{33} correspond à la quantification de l'effet Joule longitudinal.

La magnétostriction s'effectue à volume constant d'où :

$$d_{31} = d_{32} = -0.5 \quad d_{33} = -0,175 \cdot 10^{-8}$$

Ces deux coefficients correspondent à l'effet Joule transversal.

Le coefficient d_{15} de couplage en cisaillement (effets Guillemin et Wiedemann) a traditionnellement pour expression :

$$d_{15} = 3/2 d_{33} = 0.525 \cdot 10^{-8}$$

Remarque : Le matériau est isotrope, nous avons donc les égalités suivantes :

$$\begin{aligned} d_{11} &= d_{22} = d_{33} \\ d_{12} &= d_{13} = d_{21} = d_{23} = d_{31} = d_{32} \\ d_{15} &= d_{42} = d_{63} \end{aligned}$$

Pour le détail de ces coefficients qui vont servir à l'élaboration de la matrice magnéto-élastique du Fer-Cobalt, se reporter aux travaux de F. Claeysen [CLAY01] qui décrit leurs théories. Nous les donnons ici à titre indicatif pour compléter la dite matrice.

3.9. Modélisation sous ATILA par équivalence piézoélectrique

3.9.1. Introduction

ATILA est un code éléments finis dédié au calcul de structures piézoélectriques et magnétostrictives. Ce programme a été testé pour modéliser l'actionneur magnétostrictif rotatif réalisé en Fer-Cobalt de forme "spirale". Nous détaillons ici cette modélisation.

3.9.2. Remarque Générale

La spirale est constituée de Fer-Cobalt polycristallin isotrope. La modélisation d'un tel matériau est nouvelle et n'a jamais été testée dans le logiciel. La géométrie est complexe et ne présente que très peu de symétrie, ceci à l'exception de son plan médian. Pourtant, le maillage que nous avons utilisé est réglé. Prendre en compte ce plan de symétrie ne réduirait donc pas

le nombre d'inconnues. Nous avons donc modélisé l'actionneur dans sa totalité. En particulier, lors de ce travail, aucun traitement de symétrie n'a été abordé.

Le module magnétostrictif dans ATILA nécessite évidemment le maillage de l'air, ceci afin de déterminer les champs de fuites. Il est donc en toute rigueur absolument nécessaire de l'utiliser. Pourtant, le module est actuellement mal adapté à notre problème. En particulier, la nécessité de mailler l'air nous conduirait à un nombre d'éléments prohibitif, en particulier pour une géométrie 3D. Nous avons donc préféré nous ramener à un problème équivalent piézoélectrique. Cette approche est basée sur les considérations suivantes :

- 1- La perméabilité du Fe-Co est très forte. En particulier, le matériau doit fortement canaliser le champ. L'approche piézoélectrique ne nécessite donc pas de mailler de l'air et permet de créer un champ uniforme dans toute la spirale par l'imposition de simples conditions aux limites dans la structure, sous la forme de potentiels électriques.
- 2- Nous avons tenté d'imposer des conditions de potentiel représentatives des phénomènes, ceci afin de quantifier les déformations et les forces. Pourtant tous les résultats obtenus sont à utiliser avec une très grande prudence. En particulier, les doutes persistants sur les coefficients de la matrice du matériau, les problèmes de polarisation, et l'absence totale de renseignement concernant les aspects fondamentaux du code, nous conduisent à être très prudent quant à l'utilisation d'ATILA. Seuls les aspects mécaniques et de déformations nous conduisent à affirmer que seule une analyse quantitative semble raisonnable (sens et forme des déformations, modes propres).
- 3- L'approche mise en œuvre ne prend pas en compte les non-linéarités : ATILA est en effet dans l'impossibilité de les traiter.

3.9.3. Modélisation sous Atila

Une modélisation sous Atila se décompose en 4 phases :

- Définition de la géométrie et du maillage.
- Définition de la physique du modèle.
- Résolution.
- Exploitation.

a) Définition de la géométrie et du maillage.

La définition de la géométrie et du maillage est strictement équivalente à celle d'un problème Flux2D ou Flux3D. Mais Il est absolument fondamental de générer des éléments d'ordre 2 lors du maillage.

Le maillage-utilisé se compose de 1644 éléments volumiques à base triangulaire extrudés dans le sens de la hauteur (direction z).

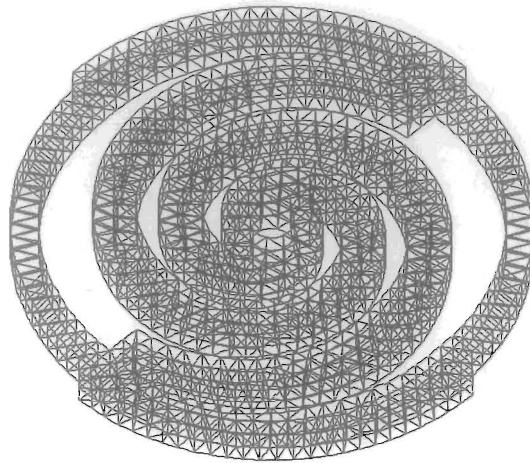


Figure III.29: Visualisation du maillage 3D de la spirale sous ATILA.

b) Définition de la physique du modèle.

Le problème est 3D et deux types d'analyse sont possibles :

- l'analyse modale pour le calcul des modes propres et
- l'analyse statique pour le calcul des déformations et contraintes.

Nous ne détaillons pour l'instant ici que l'analyse statique. ATILA nécessite le choix d'une polarisation pour définir la direction de déformation privilégiée du matériau utilisé. Il s'agit en effet d'indiquer au logiciel la direction de l'axe 3. Le choix de cette polarisation est très problématique puisque notre matériau est isotrope et ne possède donc pas un tel axe. Il semble évident que symétriser la matrice magnéto-élastique peut résoudre le problème, pourtant une telle opération mène à des résultats fortement dépendants de la polarisation, même si cette matrice est symétrique. Cédrat n'a aucune explication quant à ces résultats et avance que la modélisation de tels matériaux est irréalisable sous le logiciel. Nous avons quand même

essayé de résoudre un tel modèle avec toutes les conséquences que cela suppose quant à la validité et la véracité des résultats obtenus.

c) Propriétés

Nous associons à notre spirale la propriété magnétostrictive et le matériau sélectionné pour obtenir du Fer-Cobalt symétrisé avec prise en compte de l'effet Wiedmann. La matrice associée à ce matériau, avec les coefficients déterminés précédemment, est la suivante :

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & M\nu & 0 & 0 & 0 \\ 1/E & -\nu/E & -\nu/E & 0 & 0 & 0 \\ -\nu/E & 1/E & -\nu/E & 0 & 0 & 0 \\ -\nu/E & -\nu/E & 1/E & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & S_{44} \\ d_{33} & d_{31} & d_{31} & 0 & d_{15} & 0 \\ d_{31} & d_{33} & d_{31} & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & d_{15} \\ \mu_{11} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{11} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Ce sont les études conduites par Messieurs E. du Tremolet de Lacheisserie et J. Rouchy du laboratoire Louis Néel [DEL02] qui ont permis de déterminer cette matrice élastomagnétique suivant l'axe cristallographique [112] (axe3).

La matrice élastomagnétique est structurée de la même façon pour un matériau magnétostrictif où une céramique piézoélectrique. On y retrouve la matrice S d'élasticité linéaire du Fer-Cobalt déjà écrite plus haut, et la matrice de couplage Piézoélectrique.

Cette matrice est symétrique et ne favorise aucun axe par rapport à un autre. Pourtant, si nous changeons la polarisation (par exemple une polarisation cartésienne) les résultats changent radicalement, nous n'avons aucune explication à ce propos et n'avons décelé aucun comportement logique. Cédric ne nous a donné aucune réponse à ce sujet.

d) Conditions aux limites

Nous avons testé le cas de notre actionneur spiral, à savoir un blocage des deux vis de la périphérie ($u_x=0$, $u_y=0$ et $u_z=0$) et une rotation libre du centre. Le centre est à un potentiel nul (autour du trou pour la vis). L'excitation est fixée à 800 V aux deux points représentés sur la Figure III.26 et permet ainsi de créer un champ uniforme dans les branches de la spirale. Les champs dans les branches de la spirale sont opposés mais la magnétostriction étant un phénomène pair, ceci n'a aucune importance.

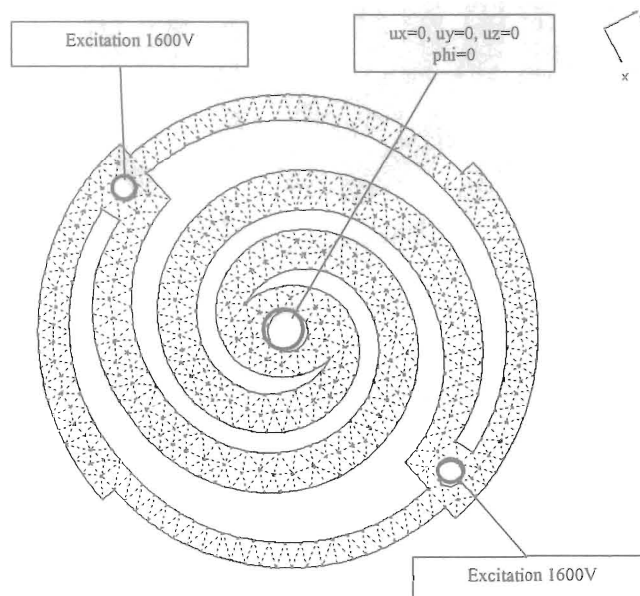


Figure III.30:Représentation de l'analogie piézoélectrique/magnétostrictive de la spirale.

3.9.4. Résultats numériques

Après résolution, ATILA nous propose l'exploitation de la spirale de Fer-Cobalt, sur laquelle se dessine, figure III.27, la spirale maillée au repos, et la spirale déformée en pointillés.

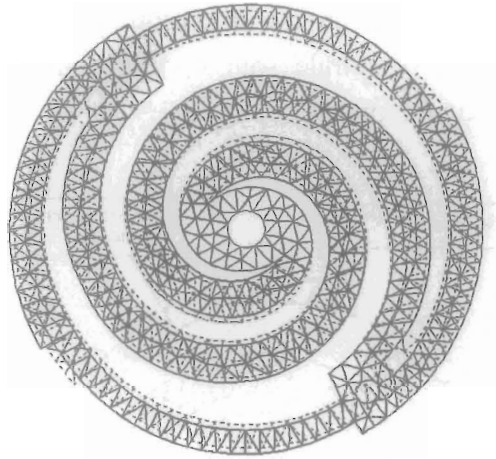


Figure III.31: Visualisation numérique du mouvement de la spirale.

Deux cas nous intéressent alors : la déformation en rotation, suivant U_{xy} , et la déformation hors plan U_z .

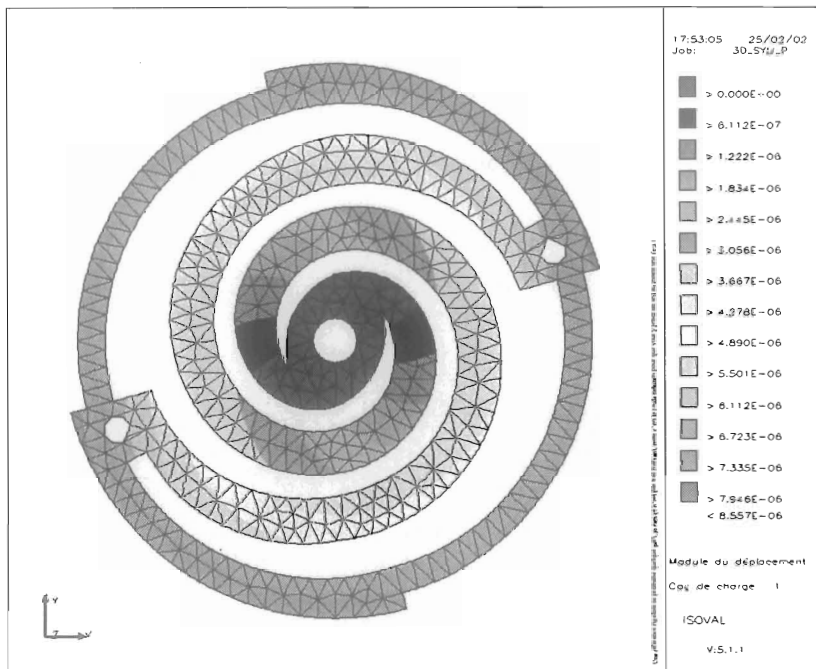


Figure III.32: Module de déformation suivant U_{xy} .

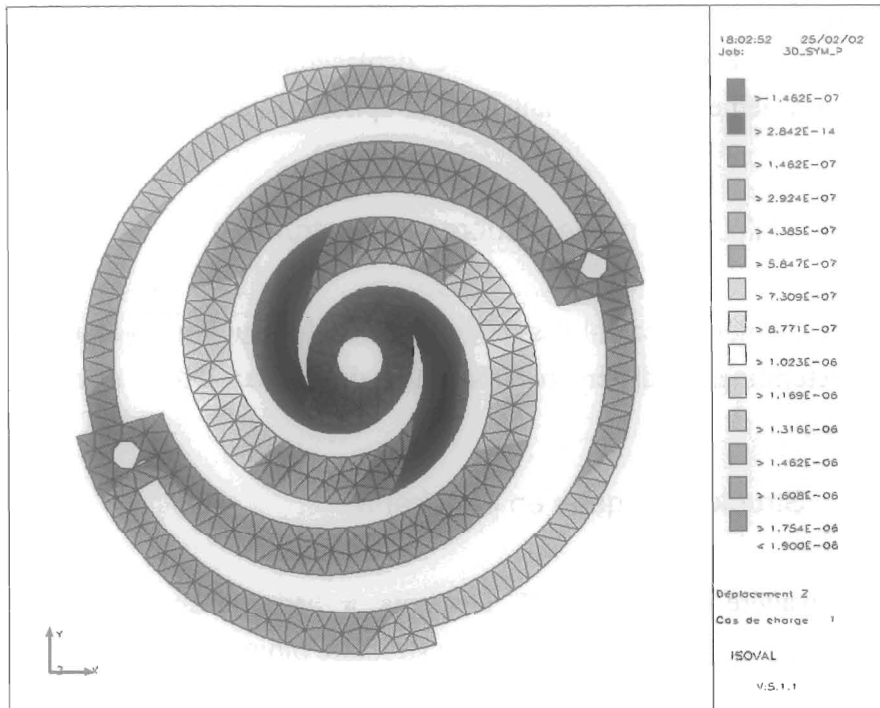


Figure III.33: Déformation suivant Uz (cisaillement).

a) Evaluation de l'angle de rotation

Des relevés du module de déformation et de cisaillement de la spirale, nous pouvons déduire l'angle de rotation. Le déplacement linéaire suivant Uxyz, donné par la Figure III.28 est de $7,3 \cdot 10^{-6}$ m, et le déplacement maximum suivant Uz donné par la Figure III.29 est de $1,6 \cdot 10^{-6}$ m.

Soit un déplacement global de Uxy de $7,1 \cdot 10^{-6}$ m pour un rayon associé de 25mm (en comparaison des $5,6 \cdot 10^{-6}$ attendus)

L'angle de rotation associé à ce déplacement est donc de $3 \cdot 10^{-4}$ radian.

b) Conclusions sur l'équivalence piézoélectrique

Les modélisations précédentes ont été réalisées avec l'aide d'une équivalence piézoélectrique. Cette équivalence repose sur l'hypothèse que, d'une part le champ est parfaitement canalisé dans les branches de la spirale et, d'autre part, le comportement du matériau est linéaire. Il est évident que ces deux hypothèses sont très restrictives quant à notre problème réel.

A ces deux conditions la spirale semble donc effectivement fournir une rotation comparable à celle attendue, qui correspond à un déplacement orthoradial de l'ordre de 7 microns de la

périphérie par rapport au centre. Par contre, un déplacement suivant l'axe z est associé à cette rotation. Nous l'évaluons à 2 microns. Ce déplacement semble avoir pour cause des contraintes de cisaillement apparaissant dans la spirale. Nous ne l'avons pas mené dans la pratique.

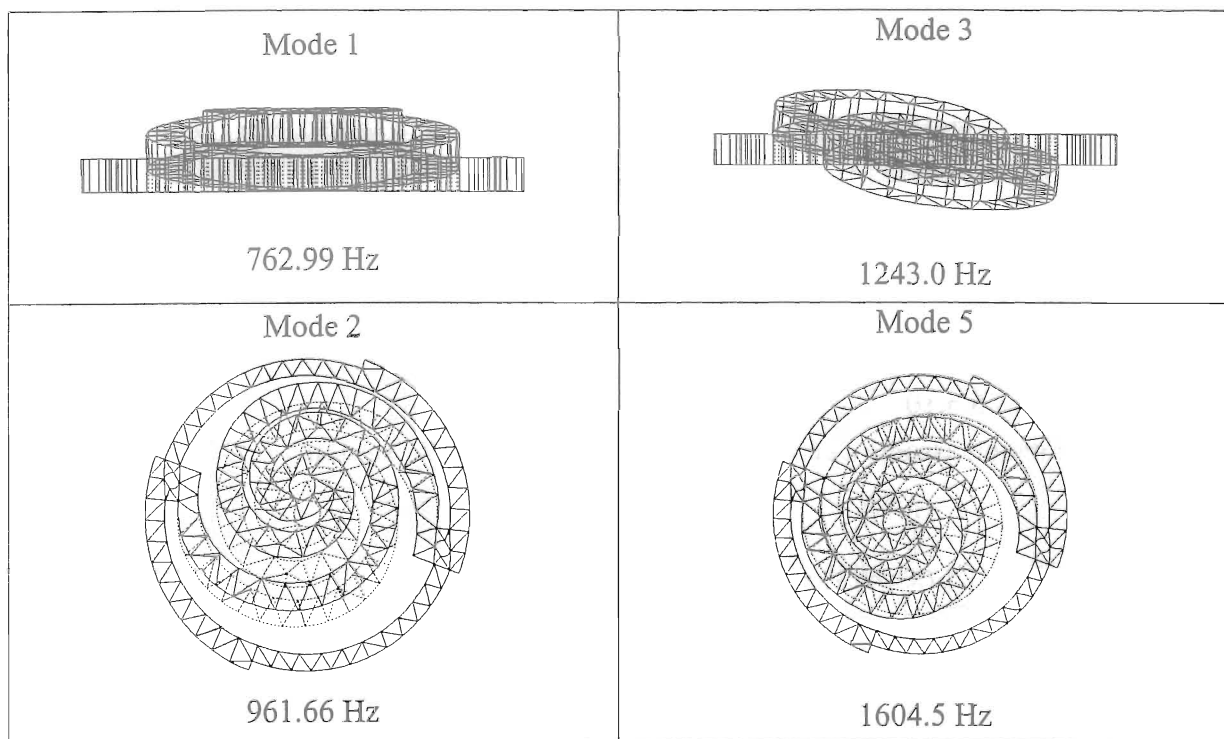
3.9.5. Calcul des modes propres de la structure

ATILA permet également le calcul des modes propres de structures mécaniques. Nous allons donc tenter de déterminer les différentes fréquences de résonance de la spirale.

a) Structure bloquée en périphérie.

Le maillage considéré comporte 221 éléments à bases triangulaires extrudés suivant l'épaisseur. Les études ont été réalisées avec la structure bloquée en périphérie.

ATILA nous donne ici 5 fréquences de résonance de la spirale. Nous pouvons alors étudier son comportement et déterminer celui qui correspond le mieux à la rotation que nous recherchons.



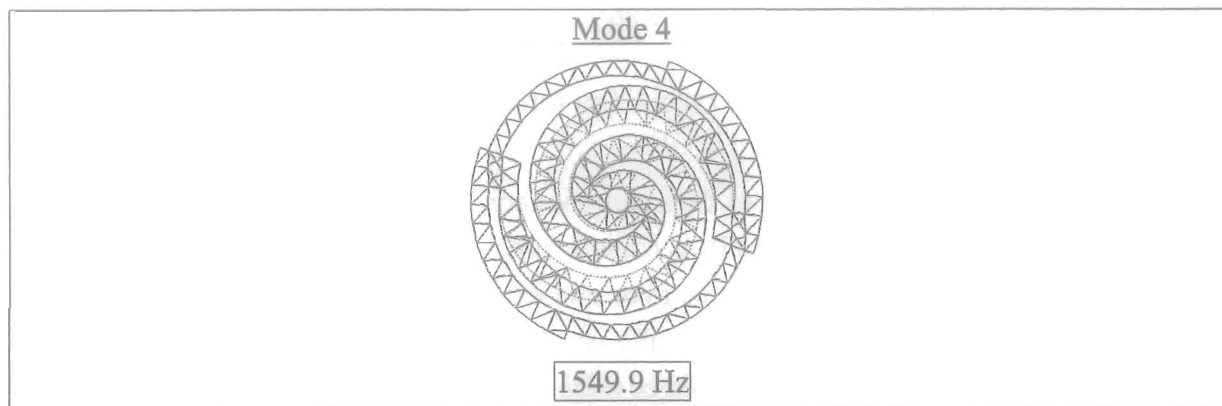


Figure III.34: Modes propres et fréquences associés.

D'après les résultats obtenus le mode 4 s'avère celui qui nous intéresse, à savoir la rotation. Une autre étude a été menée, en fixant le centre de la spirale et en laissant libre sa périphérie, le premier mode alors obtenu est cette fois-ci une rotation.

b) Conclusion sur le calcul des modes propres

Les modes propres d'une structure représentent les réponses en déformations de fortes amplitudes de celle-ci quand elles sont sollicitées à certaines fréquences. En particulier, ce sont les premiers modes qui sont facilement atteignables.

Pour le deuxième cas traité, le premier mode est effectivement la rotation. Ce résultat semble donc favorable puisque que c'est celui que nous recherchons. Par contre, pour le premier cas expliqué plus haut (seul cas qui ait été testé sur le prototype), le mode correspondant à la rotation se situe au niveau du mode 4. Ce résultat semble plus inquiétant, puisque les seuls déplacements de la spirale vraiment remarquable ont été obtenus lors d'une résonance.

Il faut donc être très critique quant à l'observation pendant de telles résonances. En particulier, si mouvement il y a, rien ne nous indique avec certitude, que ce mouvement soit bel et bien une rotation. De plus le mouvement de rotation réelle devrait également apparaître à toute fréquence.

3.9.6. Essai de calcul du couple

a) Remarques sur le calcul des forces

ATILA permet de calculer des forces dans certaines conditions. Il nous faut donc réaliser une modélisation du dispositif sous ATILA comme précédemment, puis imposer à l'élément l'endroit où la réaction doit être calculée avec une excitation en déplacement de module nul. Pour cela il faut imposer une excitation nulle en un point de l'élément, puis ensuite imposer une contrainte égalité en tous les points de ce même élément.

Après résolution du problème, les réactions sur l'élément nous sont données par le logiciel.

b) Calcul du couple

Nous considérons un problème équivalent à celui décrit précédemment. Nous imposons sur les parties en noir une excitation en déplacement nulle.

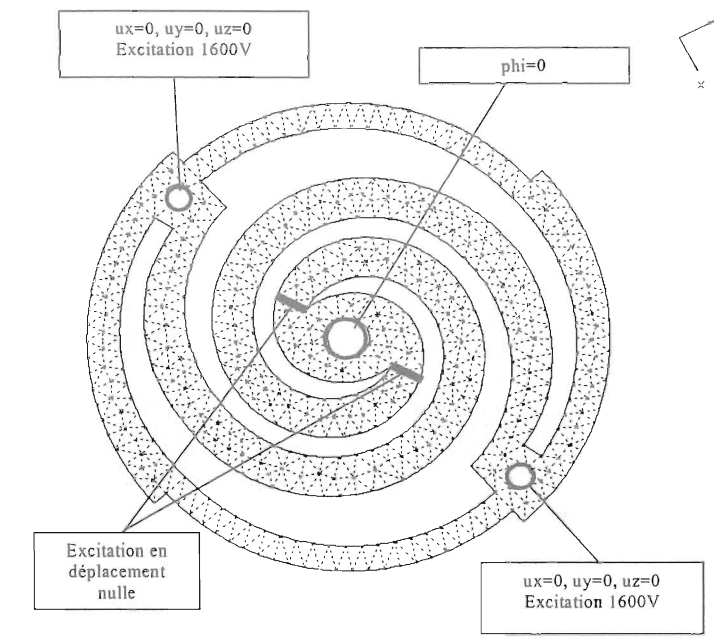


Figure III.35: Méthode de calcul du couple.

Les valeurs des forces retournées par ATILA correspondant aux réactions des nœuds de la géométrie concerné ont alors chacune un module orthoradial estimé à 42 N.

Ceci à une distance au centre de rotation moyennée à 7 mm.

Nous obtenons donc un couple global de **0.58 Nm**.

Nous avançons cette grandeur avec une infinie précaution à la vue du nombre d'approximations, de suppositions et de points en suspens (polarisation de la spirale). Ce couple semble pourtant être relativement important et correspond à une force orthoradiale de **23 N**.

3.9.7. Conclusion

Les modélisations effectuées sous ATILA semblent donc traduire un comportement cohérent de la spirale. En particulier, les déplacements sont ceux attendus et la rotation semble être le déplacement privilégié. Elles ont fait pourtant apparaître un déplacement conséquent suivant l'axe z dû au cisaillement. Ces modélisations n'expliquent donc en rien le mauvais fonctionnement de la spirale.

Il faut pourtant être très prudent quant aux résultats retournés par le logiciel et à leur utilité. En particulier, bon nombre d'essais ont retourné des comportements complètement incohérents et difficiles à expliquer même par Cedrat. Plusieurs points restent principalement en suspens :

- La modélisation d'un matériau isotrope tel que le Fer-Cobalt qui n'est d'après nos sources plus possible dans les versions avancées (dont nous ne disposons pas).
- L'utilisation des polarisations pour des géométries non cartésiennes.
- L'absence d'une documentation utilisable au laboratoire.

De plus, tous nos résultats ont été obtenus sur le postulat que le champ à l'intérieur de la spirale était homogène et qu'en particulier, les fuites étaient inexistantes. Ce point serait à vérifier avec beaucoup de rigueur car la proximité du circuit magnétique peut mettre en doute cette affirmation. En particulier, le fait que la spirale soit très mal aimantée est une hypothèse parfaitement probable

3.10. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre un prototype d'actionneur rotatif magnétostrictif en Fer-Cobalt. De par son fonctionnement simple et son utilisation d'un matériau actif à "faible" prix, il aurait pu être un sérieux concurrent aux systèmes déjà existants. Il nous a paru intéressant de développer la forme innovante de la partie active en spirale. Pourtant cette pièce qui est le moteur même de notre actionneur n'a pas révélé les performances que nous attendions. Les différentes études qui ont été menées ne nous renseignent pas vraiment sur le pourquoi de son non fonctionnement, qui nous échappe encore. Une hypothèse assez fondée serait que cette spirale, au lieu de s'allonger comme elle le devrait en suivant son rayon de courbure, flambe plus qu'autre chose. La Figure III.36 illustre ces propos. La rotation mesurée ne serait alors pas de l'allongement proprement dit mais un flambage qui s'accroît au fur et à mesure que le couple à fournir augmente, et qui gênerait le mouvement de rotation.

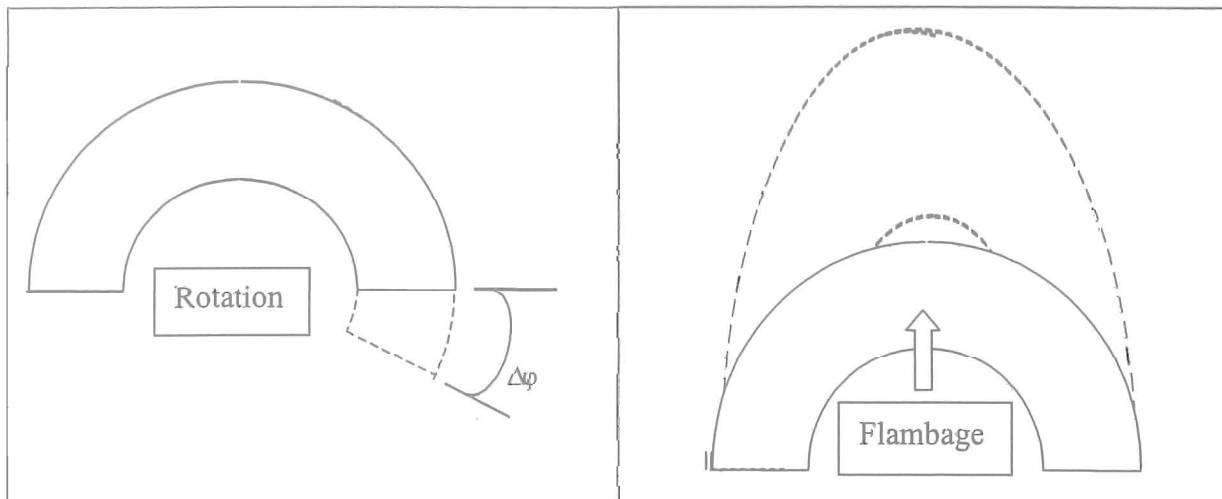


Figure III.36: Illustration du flambage.

La modélisation sous ATILA nous montre bien une rotation du système, mais également une translation suivant U_z . Ceci serait donc une autre explication, du fait que la spirale, sous la contrainte, préférerait se déformer suivant U_z plutôt que de tourner.

Néanmoins, ces études nous ont permis d'avancer dans l'élaboration d'un actionneur plus performant. Plusieurs parties du premier prototype ont été conçues dans l'idée d'être modulables, notamment les "pieds" électroaimants. La suite de nos travaux se poursuit donc dans le chapitre IV, avec l'élaboration d'un nouveau module central d'actionneur rotatif magnétostrictif d'un fonctionnement plus simple à base de Terfenol-D.

Références

1. [BOD01] C. Body, "Modélisation des couches magnétostrictives, application aux microsystèmes", Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble, thèse 1996.
2. [CED01] Cedrat SA, 10 Chemin de Pré Carré - ZIRST, 38246 Meylan, France.
3. [CHA01] Olivier Chadebec, "Rapport interne sur la modélisation de la spirale Fe-Co sous Atila", Mars 2002.
4. [CLAV01] L. Clavelier, "Etude et réalisation de micro pinces", Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble, DEA, Sept 1997.
5. [CLA01] F. Claeysen, "Conception et réalisation de transducteurs sonar basse fréquence à base d'alliages magnétostrictifs Terres-Rares-Fer", FK thèse, 1989.
6. [DEL01] E. du Tremolet de Lacheisserie, J. Rouchy, "La détermination de la matrice élasto-magnétique et son domaine d'application dans le cas des alliages Terfenol-D", Le Brusca (Fr.); Groupe d'Etudes et de recherches en Détection Sous-Marine N° 015980.
7. [DEL02] E. du Tremolet de Lacheisserie, Magnétisme I "fondements" et Magnétisme II "Matériaux et applications", Presses Universitaires de Grenoble, 1999, collection Grenoble science, Magnétisme.
8. [GRO01] L. Gros, "Modélisation, conception et caractérisation de pots vibrants magnétostrictifs, Application au contrôle actif des vibrations", Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble, thèse, Juin 1999.
9. [IMP01] Imphy Ugin Precision, siège social, Immeuble Pacific, 13 Cours Valmy, 92070 La Défense Cedex.
10. [KIE01] Kiesewetter L., Proc. of sec. int. conf. on GMA, Ed. C.Tyren, Amter (Fr),1988. Ch.7, 15p.
11. [UGI01] Ugimag S.A., 38830, Saint Pierre d'Allevard, France.

CHAPITRE 4

Actionneur Rotatif Magnétostrictif de type Barreau

Chapitre 4

Actionneur Rotatif Magnétostrictif de type Barreau

4.1.	Introduction	110
4.2.	Choix du matériau magnétostrictif	110
4.3.	Principe de fonctionnement	112
4.3.1.	Introduction	112
4.3.2.	L'élément actif	112
4.4.	Les modules de blocages	115
4.5.	Modélisation du barreau de Terfenol-D	118
4.5.1.	Origine de l'hystérésis	118
a)	Introduction : La théorie paramagnétique de Langevin	119
b)	Théorie ferromagnétique de Weiss	121
c)	Modèle hystérétique ferromagnétique	123
4.6.	Modèle magnétostrictif hystérétique	127
a)	Analyse du modèle	130
4.7.	Calcul de la force du barreau de Terfenol-D	132
4.8.	Etude du barreau Magnétostrictif sous Flux-2D	136
4.8.1.	Comportement fréquentiel	136
4.8.2.	Polarisation magnétique	138
4.9.	Estimation de la rotation	140
4.10.	Couple Statique des électroaimants	141
4.10.1.	Modélisation des électroaimants sous Flux-2D	143
4.10.2.	Conclusion	144
4.10.3.	Perspectives d'évolution	145
a)	Comparaison des forces des électroaimants	146
4.11.	Expérimentations	148
4.11.1.	Introduction	148
4.11.2.	Fonctionnement de la commande	148
4.11.3.	Relevés des alimentations	149
a)	La bobine d'excitation du barreau	149
b)	Les électroaimants	150
4.11.4.	Les allongements du barreau	151
a)	Effet d'une précontrainte mécanique	151
b)	Polarisation statique et doublement de fréquences	153
c)	L'ensemble Aimants-Ressort	156
4.11.5.	Etude de l'ensemble du prototype	157

a) Mesures de pas angulaire	157
b) Vitesse de rotation	163
c) Couple du prototype	165
d) Rendement du prototype	165
4.12. Conclusion	169
<i>Références</i>	<i>170</i>

Chapitre 4

Actionneur Rotatif Magnétostrictif de type Barreau

4.1. Introduction

Ce chapitre traite de l'évolution du prototype magnétostrictif rotatif développé précédemment.

Le principe innovant de la spirale ne nous ayant pas apporté tous les résultats escomptés, nous proposons à présent une conception plus simple à mettre en œuvre, et dont le fonctionnement, de manière intuitive, en transformant un mouvement linéaire en mouvement de rotation, nous paraît plus plausible et intéressant.

Nous allons exposer dans ce qui suit les choix technologiques que nous avons fait. Suivra la présentation globale de notre nouvel actionneur, une modélisation dont le but est de cerner un peu mieux les phénomènes mis en jeu, puis les résultats obtenus sur notre banc de mesures.

4.2. Choix du matériau magnétostrictif

Le composé de Fer-Cobalt utilisé précédemment présentait quelques avantages non négligeables ; une facilité d'aimantation, proche de celle du fer, ou encore un prix assez accessible. Pourtant, ses propriétés magnétostrictives sont faibles. D'autres matériaux, qualifiés de matériaux à magnétostriction géante, présentent des déformations et des forces de loin supérieures. Le Terfenol-D en est un composant des plus remarquables.

Sans revenir sur les évocations faites sur cet alliage dans les chapitres précédents, voici dans le tableau IV.1 un récapitulatif des caractéristiques de ce matériau.

	Unité	Terfenol-D
Composition	-	$Tb_{0,3}Dy_{0,7}Fe_{1,92}$
Masse volumique	kg/m^3	9,210
Propriétés mécaniques		
Module de Young (Y^H_{33})	N/m^2 (pa)	$25-35 \cdot 10^9$
Vitesse sonore	m / s	1640-1940
Force maximale de tension	Mpa	28
Force maximale de compression	Mpa	700
Propriétés thermiques		
Coefficient d'expansion thermal	ppm / °C	12
Chaleur spécifique	$kJ / kg.K$	0,35
Conductivité thermique	$W / m.K$	13,5
Propriétés électriques		
Résistivité électrique	$\Omega.m$	$58 \cdot 10^{-8}$
Température de Curie	°C	380
Propriétés magnétostrictives		
Allongement (estimation linéaire)	ppm	800-1700
Densité d'énergie	kJ / m^2	14-25
Coefficient de déformation (d_{33})	m / A	$9,10 \cdot 10^{-9}$
Propriétés magnéto-mécaniques		
Perméabilité relative	-	3-10
Facteur de couplage	-	0,75

Tableau IV.1: Caractéristiques du Terfenol-D (Etrema product) [ETR01].

En outre, le Terfenol-D est un composé assez fragile et présente une aimantation difficile (H_c important). De plus, il est encore cher, environ 30€ le gramme, et évolue avec la bourse. Mais les prix sont à la baisse (environ 10 fois moins) avec les techniques [TDK01] (voir chapitre I). Néanmoins, ses performances sont très intéressantes et dépassent de loin les déformations du Fer-Cobalt. On le trouve à l'état massif chez [ETR01], [GTI01], ou fritté [TDK01].

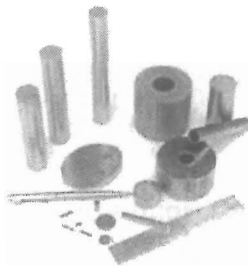


Figure IV.1: Pièces et poudres de Terfenol-D [ETR01].

4.3. Principe de fonctionnement

4.3.1. Introduction

La littérature ne comporte que quelques réalisations d'actionneurs rotatifs magnétostrictifs, de réalisation fort complexe. Par contre, les actionneurs linéaires sont plus répandus. Ils ont prouvé leur valeur, et sont d'une conception simple.

Le principe actif que nous proposons, est de transformer un mouvement linéaire en mouvement de rotation par le biais de la structure à accumulation de pas décrite précédemment. A la vue des avantages que nous avons annoncés, l'emploi du Terfenol-D comme matériau actif, s'inscrit dans la ligne d'évolution de notre prototype.

4.3.2. L'élément actif

La partie active de l'actionneur est donc à présent constituée d'un barreau magnétostrictif de Terfenol-D, logé dans une bobine (voir figure IV.2), qui provient de chez Etrema [ETR01]. Ce barreau va subir des allongements en suivant le double de la fréquence du champ magnétique qui le traverse.

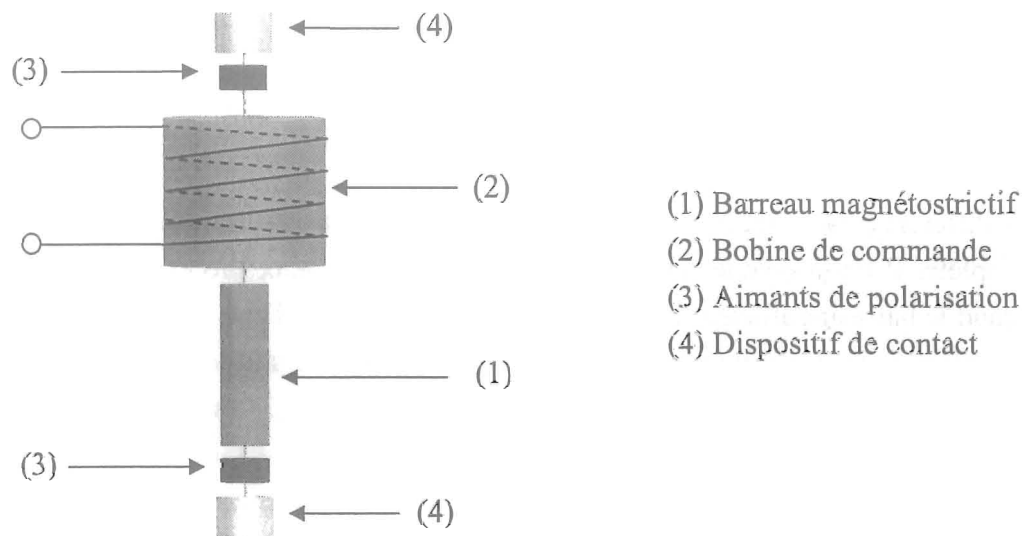


Figure IV.2: Représentation de la partie active.

Comme nous l'avons expliqué dans le Chapitre I, la superposition d'un champ statique a pour effet de polariser le matériau sur la partie linéaire de la courbe de magnétostriction, dans un seul quadrant (voir figure IV.3). L'ajout de deux aimants aux extrémités du barreau

permettrait ce fonctionnement. Nous y reviendrons plus en détail dans la partie expérimentation.

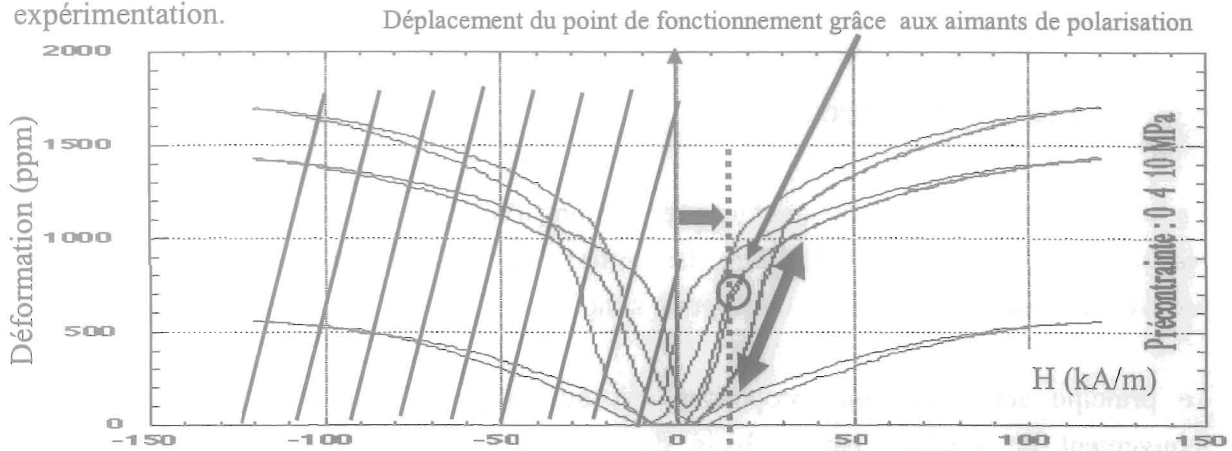


Figure IV.3: Courbes magnétostrictive d'allongements du Terfenol-D pour différentes précontraintes. (0, 4 et 10 MPa)

Mais comment obtenir une rotation avec un déplacement linéaire? Le principe est le même que sur les locomotives à vapeur. Le barreau magnétostrictif est assimilable à la bielle qui vient pousser la roue sur la voie. Il entraîne un flasque en rotation, qui suit ses allers-retours successifs.

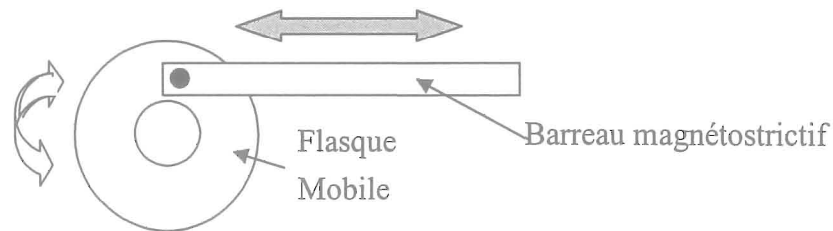
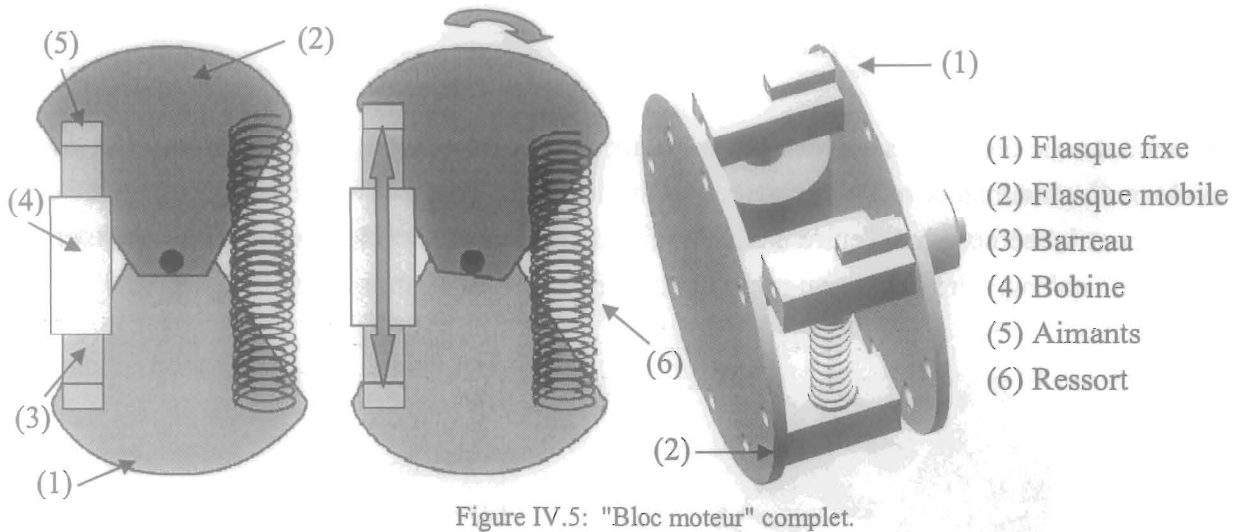
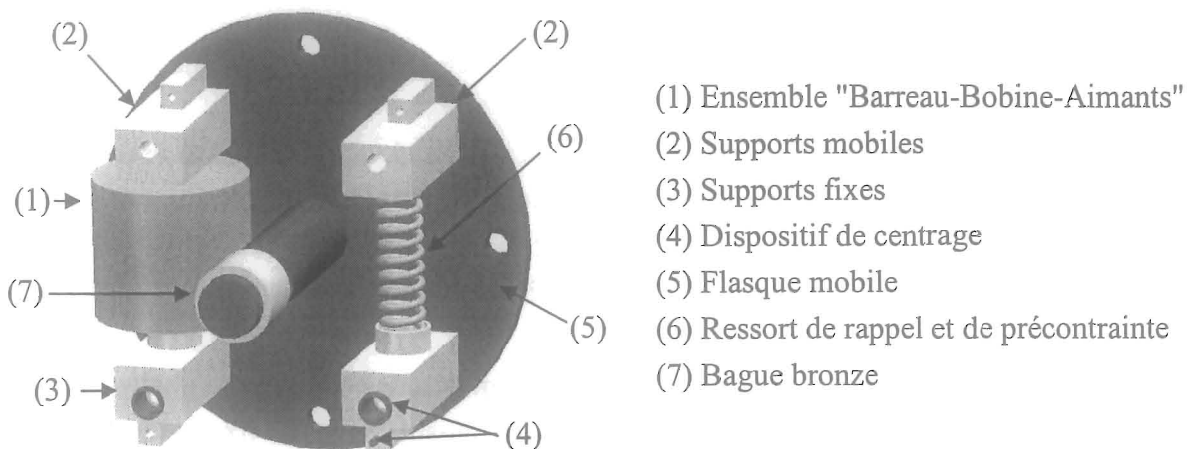


Figure IV.4: Illustration du principe de rotation, par le principe bielle-manivelle.

La différence par rapport à la roue d'un train est que le flasque ne fait pas de rotation complète. Il n'y a qu'une relation de contact entre les deux pièces et pas une liaison pivot. Quand le barreau s'allonge, le flasque mobile, sur la figure IV.4, tourne vers le bas. En regard, un ressort de précontrainte, visant à augmenter les caractéristiques d'allongements du matériau (effets visibles sur les courbes généralistes de la figure IV.3) fait également office de ressort de rappel, pour ramener le flasque dans sa position d'origine lorsque le barreau se rétracte. Il n'y a qu'un seul sens de rotation, dans le sens de l'allongement du barreau, dans le cas contraire, nous mesurerions la force du ressort, la figure IV.5 décrit plus simplement ce fonctionnement. Le barreau et le ressort ne sont que "posés" contre des supports solidaires des deux flasques. Si le barreau avait été collé contre les supports, nous aurions pu avoir deux sens de rotation, mais des matériaux comme le Terfenol-D sont assez fragiles pour le travail en traction.



La figure IV.6 représente le dispositif moteur de notre actionneur. On peut y remarquer la bobine autour du barreau, et le ressort de précontrainte et de rappel.



Les deux supports fixes (3) sont solidaires d'un flasque fixe, non représentée ici, symétrique de celui dessiné. Le flasque mobile (5) (avec les supports (2) qui lui sont rattachés par une clavette et un cylindre de centrage (4)), est poussé en rotation lorsque le barreau s'allonge. Le ressort est alors comprimé. Un arbre fait l'interface de rotation entre les deux flasques, grâce à une bague bronze qui fait office de roulement. L'expérience que nous avons retirée de nos précédentes réalisations est qu'il faut à tout prix limiter les jeux entre les pièces. Les déplacements engendrés par la magnétostriction étant de l'ordre de quelques micromètres, un jeu trop important noierait les déplacements du barreau. La bague bronze trouve donc son utilité dans la minimisation des risques de jeux que l'on peut trouver dans les roulements classiques. La figure IV.5 montre le "bloc moteur" complet, avec le flasque fixe.

4.4. Les modules de blocages

Les modules de blocages sont identiques à ceux utilisés dans notre prototype Spiral. Ce sont les deux électroaimants que nous avons assimilés à des "pattes". Ici le fonctionnement est exactement le même. L'un d'entre eux, solidaire de la flasque mobile, transmet le mouvement de rotation qu'engendre le barreau magnétostrictif sur le flasque mobile (voir figure VI.7).

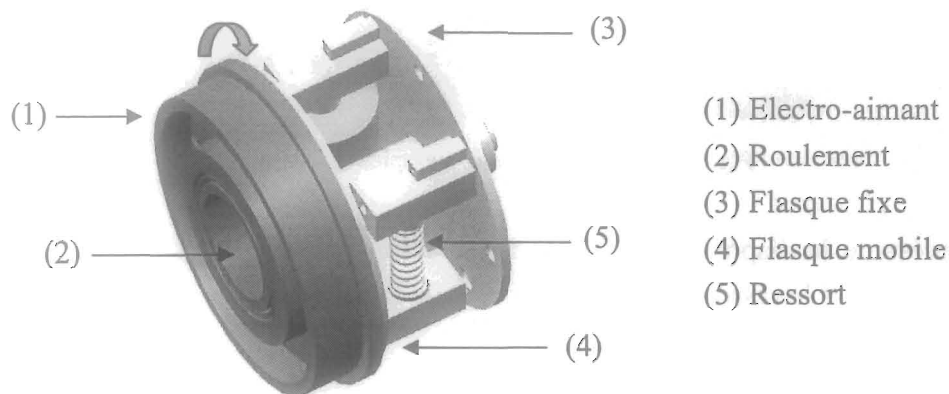


Figure IV.7: Illustration du "Bloc moteur" et de l'électro-aimant transmetteur du couple.

Son jumeau, positionné en regard de ce dernier, est fixé sur le même bâti que le flasque fixe, et ne bouge pas. Leur fonctionnement est complémentaire. Ils sont alimentés alternativement. En fait, la commande du système est exactement la même que celle de l'actionneur Spiral, seul l'élément actif central est remplacé. Pour se faire, se reporter au Chapitre III p.15.

Au milieu des électro-aimants, centrée par deux roulements, se positionne la plaque destinée à la rotation. C'est sur cette dernière que les électro-aimants vont se fixer alternativement, comme des plaquettes de freins à disques. La "patte" mobile va donc, par allers-retours successifs, provoquer la rotation de cette plaque. La figure IV.8 montre une représentation de cette plaque, dont une des extrémités correspond à l'arbre moteur de notre système.

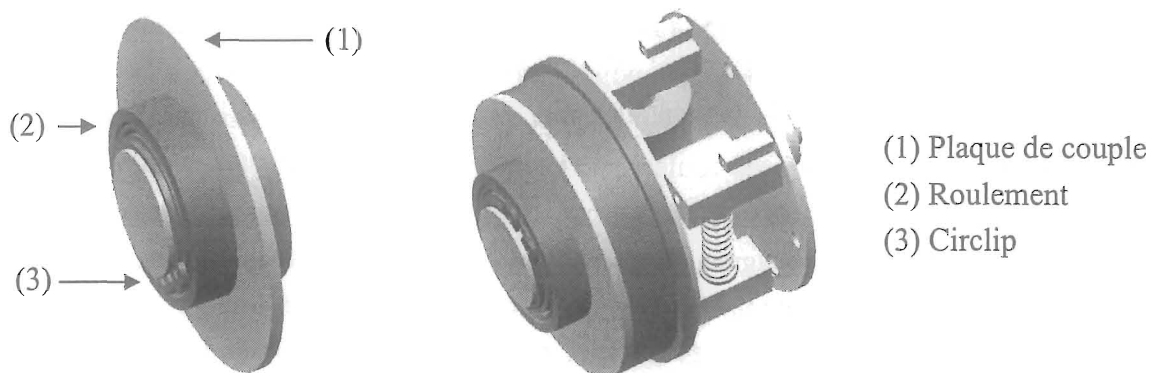


Figure IV.8: Positionnement de la plaque de couple moteur.

Sur la figure IV.9, nous représentons une vue éclatée de notre prototype, sur laquelle apparaissent tous les composants du montage.

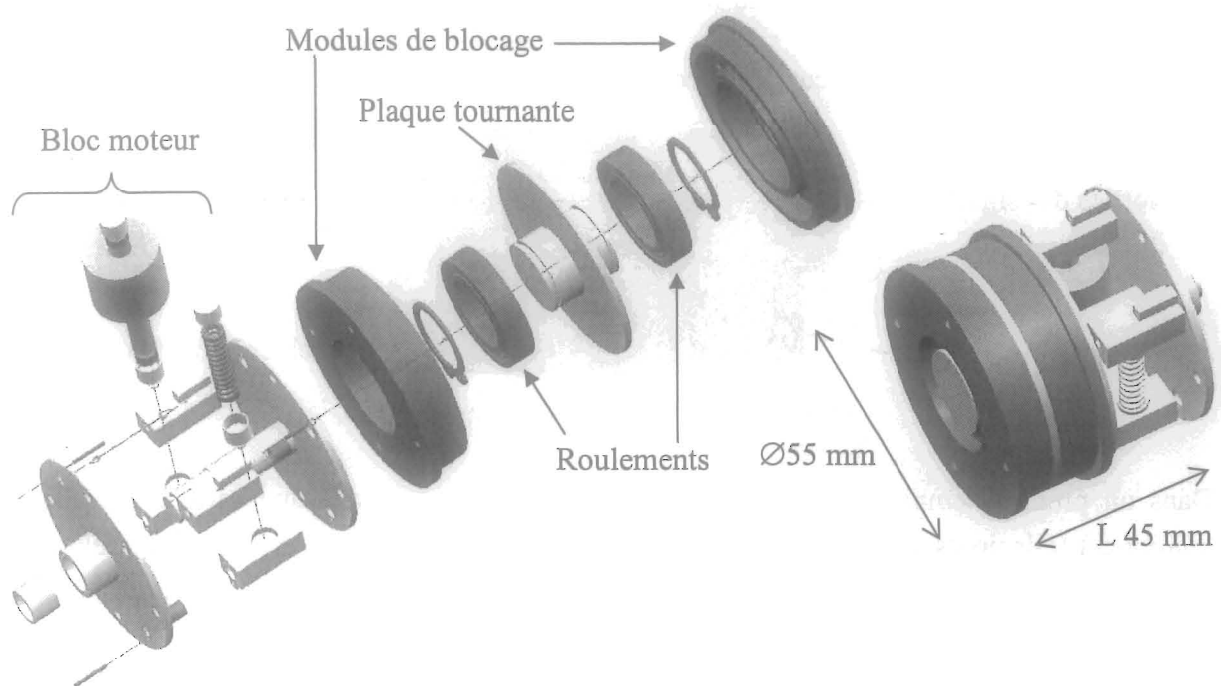


Figure IV.9: Vue éclatée et montée du prototype magnétostrictif rotatif de type barreau.

La figure IV.10 présente des photographies du prototype.

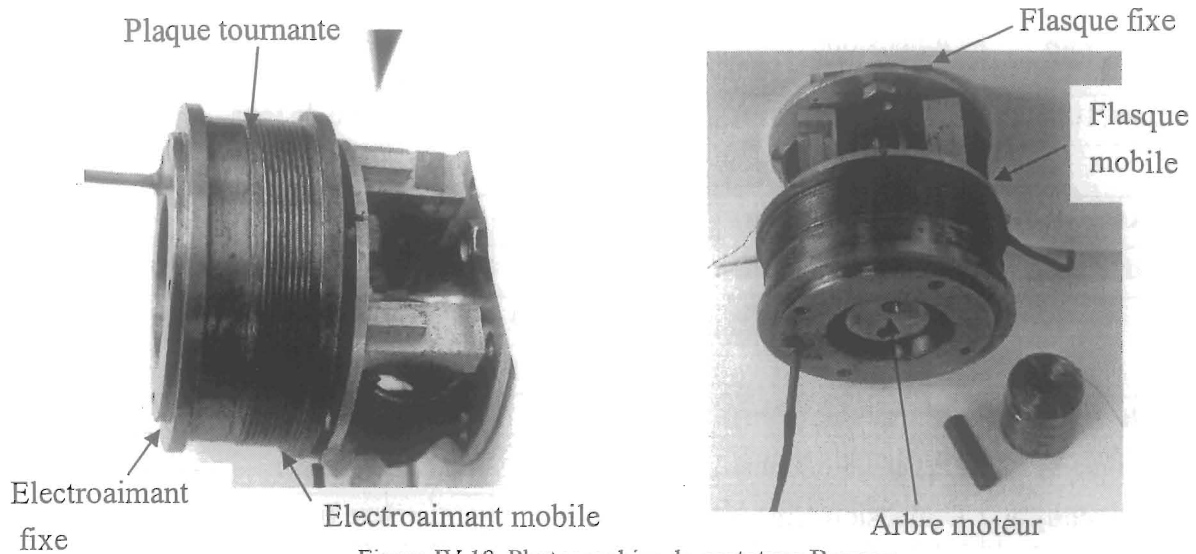


Figure IV.10: Photographies du prototype Barreau.

L'électroaimant fixe est normalement solidaire d'un bâti non représenté ici. Au milieu des deux électroaimants, se trouve la plaque tournante, dont l'extrémité visible correspond à l'arbre moteur de notre actionneur.

Rappelons que la commande de ce prototype est réalisée par un circuit électronique qui vise à commander les différents éléments actifs grâce à des signaux synchronisés de courants carrés. Il y a trois commandes, une pour la bobine d'excitation du barreau, et deux pour les deux électroaimants.

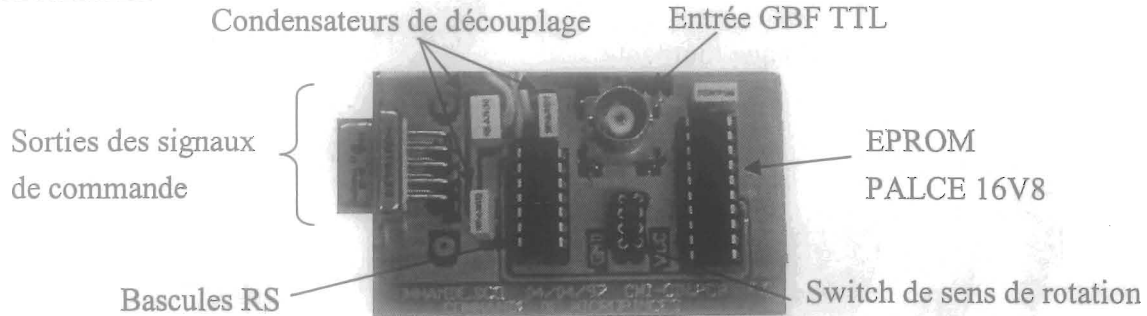


Figure IV.11: Carte électronique de commande.

Dans un premier temps, la partie puissance a été réalisée grâce à une carte électronique regroupant trois ponts de puissance composés chacun de deux transistors tête bêche, délivrant un courant de 1,5 A sous une tension de ± 15 Volts. Par la suite, nous avons remplacé la carte de puissance par trois amplificateurs Kepco (± 12 A / ± 40 Volts).

Le tableau IV.2 regroupe quelques informations générales concernant notre prototype.

Barreau	Dimensions (mm)	$\varnothing 6 - L 20$	Matériau	Terfenol-D Etrema
Bobine(100 Hz)	Dimensions (mm)	$\varnothing_{ext} 10 - L 20$	Nombre de tour	2000
	Inductance (H)	$36,79 \cdot 10^{-3}$	Résistance (Ω)	49,39
Ressort	Dimensions (mm)	$\varnothing_{ext} 20 - e 3 - L 50$	F de compression (N)	210
Electroaimants	Dimensions (mm)	$\varnothing 55 - e 11$	Matériau	Acier
	Bobine (100 Hz)	Inductance (H)	$10,8 \cdot 10^{-3}$	
		Résistance (Ω)	11,46	
Flasques	Dimensions (mm)	$\varnothing 55 - e 2$	Matériau	Dural
Supports	Dimensions (mm)	$e 10 - L 20$	Matériau	Dural
Plaque couple	Dimensions (mm)	$\varnothing 55 - e 2$	Axe (mm)	20
			Matériau	Acier

Tableau IV.2: Quelques caractéristiques des composants du prototype.

4.5. Modélisation du barreau de Terfenol-D

Dans cette partie, nous proposons un modèle analytique pour notre actionneur magnétostrictif cylindrique. Le but étant d'obtenir des équations à faibles dimensions. Nous développons ce modèle en utilisant les arguments phénoménologiques du travail effectué par Jiles & Atherton [JIA01] pour décrire l'hystérésis ferromagnétique. Ce modèle prend en compte l'hystérésis magnétique et les effets magnéto-élastique. Les outils de simulations performants actuels (Flux-2D-3D, Atila, Ansys...) ne prennent pas en compte tous les aspects non linéaires et non conventionnels des matériaux électro-actifs (non linéarité, hystérésis, polarisation, précontrainte). Leur approche quantitative globale est très utile mais n'est pas suffisante au niveau qualitatif. Il y a donc un besoin dans la conception d'un outil de calcul simple et précis, basé sur une approche analytique qui est aujourd'hui la seule capable d'offrir ces résultats. Le présent travail regroupe les références bibliographiques qui nous ont mené à l'élaboration d'une modélisation fonctionnelle.

4.5.1. Origine de l'hystérésis

Un corps magnétostrictif soumis à un champ extérieur est le siège de plusieurs phénomènes qu'il faut prendre en compte pour établir une modélisation de son comportement [JIA01] :

- L'échange des termes d'énergie qui montre que les régions d'aimantations uniformes sont séparées par des couches de transitions (appelées domaines) par variation spatiale de M .
- L'énergie d'anisotropie qui est une fonction non négative montrant la symétrie cristallographique, et qui modélise l'existence d'une direction de facile aimantation.
- La dissipation d'énergie est due à des effets mécaniques quantiques qui dépendent du matériau.

L'anisotropie et l'énergie d'interaction sont purement déterminées par l'aimantation à un point "x" du corps, l'énergie d'échange est due à des variations locales dans l'aimantation, et l'énergie magnéto-élastique à un caractère dépendant de la distribution de l'aimantation dans tout le corps.

Théoriquement, il est possible de calculer tout cela, mais en pratique, un corps ferromagnétique contient beaucoup trop d'imperfections dues entre autres aux impuretés de ses atomes.

Le principal problème est de déterminer le champ magnétique extérieur à appliquer pour obtenir la réponse désirée de l'actionneur.

Il faudrait donc connaître en détail la nature et la position des défauts dans le matériau, les constantes de dissipation relatant l'interaction des moments magnétiques, la direction de facile aimantation pour l'énergie d'anisotropie...

Pour résoudre ces questions, différentes théories se proposent de calculer la distribution du moment magnétique et les efforts dans l'actionneur.

a) Introduction : La théorie paramagnétique de Langevin

La dérivation classique de la loi de Curie est donnée par Langevin, en utilisant les statistiques de Boltzmann [BOL01]. Dans ce qui suit les lettres en caractères gras représentent des vecteurs comme le champ magnétique \mathbf{H} à un point de l'espace, ou l'aimantation \mathbf{M} à un point dans un corps aimanté. Les quantités scalaires H , M , représentent les magnitudes des précédents vecteurs.

Considérons un système de moments magnétiques atomiques \mathbf{m} , supposons qu'il n'y ait pas d'interactions entre eux et qu'ils soient libres dans toutes les directions.

Si un champ magnétique \mathbf{H} est appliqué à un groupe de moments libres, un couple apparaît sur chacun des moments, tendant à leur imposer une rotation dans la direction de \mathbf{H} .

Cette tendance à l'alignement s'oppose à l'agitation thermique du matériau.

Le potentiel énergétique d'un dipôle dans un champ magnétique est alors donné par :

$$W_{para} = -\mathbf{m} \cdot \mathbf{H} = -m.H \cdot \cos \theta \quad (1)$$

Où θ est l'angle entre les directions de \mathbf{m} et \mathbf{H} .

Remarque :

L'énergie de mouvement thermique est définie comme étant la magnitude de kT , où k est la constante de Boltzmann et T la température absolue en Kelvin.

Supposons $\cos \theta = 1$, $H = 10^6$ A/m, et le plus petit moment magnétique existant, le magnéton de Bohr ($M_B = 1,17 \cdot 10^{-29}$) : nous obtenons $|W_{\text{para}}| = 1,17 \cdot 10^{-23}$ J

Maintenant, à température ambiante $kT = 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300 = 4,1 \cdot 10^{-21}$ J ($> W_{\text{para}}$)

L'agitation thermique étant supérieure au potentiel énergétique, elle est donc suffisante pour créer une distribution angulaire presque aléatoire d'un moment magnétique, résultant seulement d'une très petite aimantation parallèle du champ magnétique.

Le nombre de molécules ayant une énergie suffisante pour changer d'état et passer de W_{para} à $W_{\text{para}} + dW_{\text{para}}$ en s'imposant à l'agitation thermique est donné par les statistiques de Boltzmann comme étant :

$$dn = n_0 e^{-\frac{W_{\text{para}}}{kT}} dW_{\text{para}} \quad (2)$$

Où n_0 est une constante choisie pour que l'intégration de l'équation soit égale au nombre total de molécules N . En utilisant (1) nous obtenons :

$$\begin{aligned} dn &= n_0 e^{-\frac{m.H.\cos\theta}{kT}} d(-m.H.\cos\theta) \\ &= n_0 e^{-\frac{m.H.\cos\theta}{kT}} m.H.\sin\theta d\theta \end{aligned} \quad (3)$$

Le nombre total N de molécules doit alors être égal à l'intégrale de (3) pour tous les angles compris entre 0 et π . L'aimantation nette M de l'échantillon est donnée par la résultante de tous les moments magnétiques le long de la direction de \mathbf{H} .

$$\begin{aligned} M &= \int_0^\pi m \cos \theta dn = N \frac{\int_0^\pi m \cos \theta dn}{\int_0^\pi dn} = N \frac{\int_0^\pi m \cos \theta \cdot n_0 e^{-\frac{m.H.\cos\theta}{kT}} m.H \sin\theta d\theta}{\int_0^\pi n_0 e^{-\frac{m.H.\cos\theta}{kT}} m.H \sin\theta d\theta} \\ &= N.m \left(\coth z - \frac{1}{z} \right) \\ M &= M_s.L(z) \quad \text{Où } z = \frac{mH}{kT} \end{aligned} \quad (4)$$

$L(z)$ est définie comme la fonction de Langevin. Pour une valeur importante du champ magnétique, presque tous les moments atomiques sont alignés dans la direction de \mathbf{H} , et l'aimantation M est alors égale à $M_S = N \cdot m$ – C'est la saturation magnétique –

Si $z \ll 1$ la fonction de Langevin peut s'exprimer comme le développement limité de :

$$L(z) = \frac{z}{3} - \frac{z^3}{45} + \dots$$

En négligeant les termes de hauts rangs, on obtient :

$$M = \frac{N m^2}{3 kT} H \quad (5)$$

C'est la loi de Curie pour les matériaux paramagnétiques.

b) Théorie ferromagnétique de Weiss

L'aimantation d'une substance ferromagnétique jusqu'à sa saturation dépend du matériau utilisé. Weiss [WEI01] dans son étude, explique que les moments magnétiques atomiques dans une substance ferromagnétique interagissent fortement entre eux et tendent à s'aligner eux-mêmes parallèlement aux autres.

L'effet d'un champ magnétique extérieur produit le changement de direction de l'aimantation spontanée. Weiss référence ce champ magnétique propre du matériau comme étant le "champ moléculaire" définit comme :

$$\mathbf{H}_m = \alpha \cdot \mathbf{M} \quad (6)$$

Si un champ magnétique H est appliqué parallèlement à l'aimantation M du matériau, alors le champ "effectif" à un point quelconque est donné par l'équation :

$$\mathbf{H}_e = \mathbf{H} + \mathbf{H}_m$$

Un moment magnétique a une énergie potentielle individuelle de :

$$W_{ferro} = -\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_e = -m \cdot (H + \alpha M) \cos \theta$$

En respectant les calculs précédents des équations (2)-(4) nous obtenons :

$$M(z) = M_s.L(z) = M_s \left(\coth(z) - \frac{1}{z} \right) \quad (7)$$

Où M_s est la valeur de la saturation magnétique et $L(z)$ la fonction de Langevin, z est donné par :

$$z = \frac{m(H + \alpha M)}{kT} \quad (8)$$

En réécrivant l'équation, on obtient :

$$M = \frac{z.kT}{m.\alpha} - \frac{H}{\alpha} \quad (9)$$

L'aimantation M est alors donnée par les solutions simultanées des équations (7) et (9) pour une valeur donnée de H . Le solide ferromagnétique étant considéré sans pertes, la courbe (H-M) présente les mêmes branches de croissance et de décroissance pour un champ H périodique (figure IV.12) [JIL02], [JIL04].

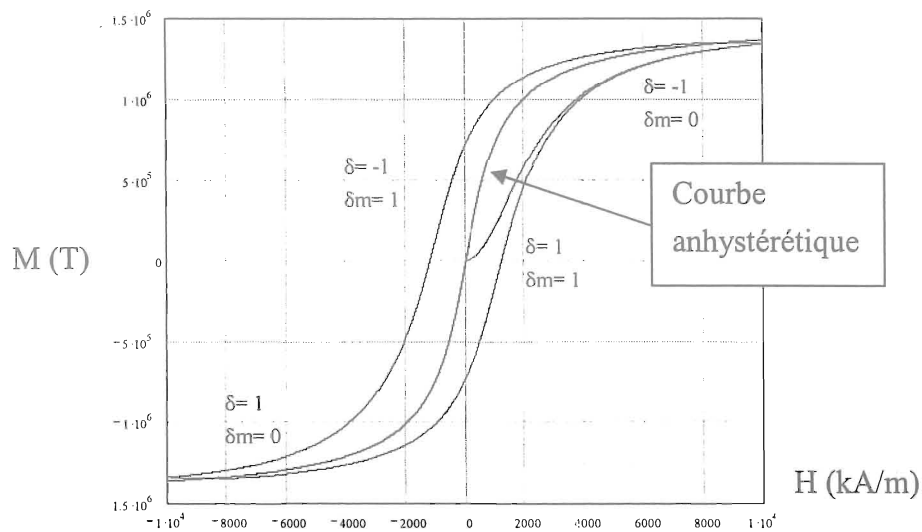


Figure IV.12: Cycle d'hystérésis et courbe anhystérétique.

Cette courbe est appelée la courbe "anhystérétique". Dans les prochaines sections l'aimantation moyenne sera référencée comme étant M , alors que l'aimantation donnée par l'équation (7) sera appelée M_{an} - "l'aimantation anhystérétique" -

Ce retard de l'aimantation sur le champ appliqué, qui constitue l'hystérésis, vient tout simplement du fait que les parois buttent sur des barrières de potentiel qu'elles ne franchissent que si l'on accepte d'augmenter le champ appliqué [BRI01]. L'aimantation anhystérétique

correspond à l'aimantation qu'on obtient en aidant les parois à franchir toutes les barrières de potentiels qui dans les conditions habituelles s'opposent à leurs déplacements. La courbe d'aimantation anhystérique est la courbe médiane du cycle d'hystérésis limite. La loi paramagnétique de Lanvegin n'est qu'une approche mathématique pour représenter sa forme et les vraies raisons physiques ne sont pas prises en compte dans l'équation. Cette méthode, simple et donnant de bons résultats, semble être la plus utilisée [JIL05], [DAP01-02], [SMI01-02-03-04-05], [CAL01].

c) Modèle hystérique ferromagnétique

En 1983, Jiles & Atherton [JIA02], [JIA04] proposent un modèle hystérique ferromagnétique. Leur but est de reproduire les courbes (B-H) observées sur des barreaux et des tores ferromagnétiques. La théorie employée est basée sur la modification du modèle du "champ moléculaire" de Weiss en prenant en compte les changements dans l'aimantation dus aux mouvements de parois des domaines du matériau sous champ appliqué.

Ils présentent également une expression de la dissipation de l'énergie durant le mouvement de ces parois. Pour des considérations pratiques et au vu de la diversité des phénomènes qui y contribuent, le nombre de défauts dans les particules ferromagnétiques se doit d'être réduit.

Jiles & Atherton proposent donc une expression simple en tenant compte des pertes.

Considérons un barreau cylindrique ferromagnétique où l'aimantation moyenne est M . Une source extérieure produit un champ magnétique H uniforme dans le barreau.

Ce champ H est purement dû à la source extérieure et n'est pas le champ magnétique effectif du matériau. Un changement dans le champ H provoque un changement dans l'aimantation du corps.

Le travail fourni par la source extérieure δW_{bat} , est égal au changement dans l'énergie interne du matériau δW_{mag} et les pertes dans le procédé d'aimantation δL_{mag} , d'où :

$$\delta W_{bat} = \delta W_{mag} + \delta L_{mag} \quad (10)$$

En dérivant le travail fourni par la source et le changement d'aimantation par unité de volume sur un cycle, W.F. Brown [BRO01] obtient :

$$\delta W_{bat} = \oint \mu_0 H dM \quad (11)$$

La relation entre l'expression de l'énergie au dessus et l'expression usuelle des pertes d'énergie hystérétique par unité de volume peut être dérivée.

La densité de flux magnétique moyen dans un corps ferromagnétique "B" est décrite comme étant composée du champ magnétique H et de l'aimantation moyenne :

$$B = \mu_0(H + M) \quad (12)$$

Comme $\oint \mu_0 H dH$ et $\oint \mu_0 M dM$ sont des intégrales nulles sur un cycle, nous pouvons écrire que :

$$\begin{aligned} \oint H dB &= \oint \mu_0 H dH + \oint \mu_0 H dM \\ &= \oint \mu_0 H dM \\ &= -\oint \mu_0 M dH \\ &= -\oint \mu_0 M dH - \alpha \oint \mu_0 M dM \\ &= -\oint \mu_0 M d(H + \alpha M) \\ &= -\oint M dB_e \end{aligned} \quad (13)$$

Où la constante α peut prendre n'importe quelle valeur et :

$$B_e = \mu_0 H_e = \mu_0 (H + \alpha M) \quad (14)$$

L'équation (13) est intéressante car dans la théorie du champ moléculaire de Weiss [WEI01], pour un barreau ferromagnétique idéal (sans pertes), M_{an} qui est égale à M, est une fonction de B_e où $\alpha > 0$ est le paramètre de champ moléculaire.

Pour un barreau ferromagnétique idéal, M_{an} est donné par la fonction de Langevin [BOL01] :

$$M_{an} = M_s.L(z) = M_s \left(\coth(z) - \frac{1}{z} \right)$$

Où M_s est la valeur de la saturation magnétique et $z = \frac{H + \alpha.M}{a}$

"a" est un paramètre qui dépend de la température du corps en question.

Pour un barreau ferromagnétique idéal, $\oint HdB$ et $\oint HdM$ sont nulles. Par conséquent, si H est une fonction périodique en temps, la même courbe (anhystérétique) est tracée dans le plan (H-M) (voir figure IV.10).

En utilisant l'équation (14), pour un cas idéal, nous obtenons l'expression :

$$\delta W_{mag} = -\oint M_{an} dB \quad (15)$$

Pour un matériau ferromagnétique avec pertes, l'expression des pertes magnétiques hystérétiques δL_{mag} est donnée par Jiles & Atherton. Ce terme (équation (18)) met en évidence que les pertes hystérétiques sont dues aux mouvements irréversibles de parois des domaines dans le solide ferromagnétique. Ils proviennent de défauts variés et sont discutés en détails par Jiles & Atherton [JIA03], [JIA04].

Nous fournissons ici un résumé de leurs résultats. Ils définissent la moyenne du champ magnétique par unité de volume M comme la somme d'une composante irréversible M_{irr} et d'une composante réversible M_{rev} .

M_{rev} représente l'anhystérésis où l'aimantation idéale.

$$M = M_{rev} + M_{irr} \quad (16)$$

$$M_{rev} = c(M_{an} - M_{irr}) \quad (17)$$

Où $0 < c < 1$ est un paramètre qui dépend du matériau. Les pertes d'énergie dues à l'aimantation sont uniquement fonction de M_{irr} :

$$\delta L_{mag} = \oint k \delta (1 - c) dM_{irr} \quad (18)$$

Dans cette dernière équation, k est un paramètre non négatif, et δ est définie comme étant :

$$\delta = \text{sign}(\dot{H}) \quad (19)$$

En outre Jiles & Atherton montrent que si l'aimantation réelle est en dessous de la valeur anhystérétique et que le champ magnétique H est faible, alors jusqu'à ce que la valeur de M devienne égale à la valeur anhystérétique M_{an} , le changement dans l'aimantation est réversible. Ce qui donne :

$$\frac{dM_{irr}}{dM} = 0 \text{ si } \begin{cases} \dot{H} < 0 \text{ et } M_{an}(He) - M(H) > 0 \\ \dot{H} > 0 \text{ et } M_{an}(He) - M(H) < 0 \end{cases} \quad (20)$$

A ce point nous nous intéressons aux équations (17)-(21). Le raisonnement derrière l'équation (17) est fourni par Jiles & Atherton [JIA3], [JIA04]. Ils expliquent, en utilisant des arguments basés sur la méthodologie, que le processus d'aimantation d'un corps ferromagnétique comprend deux étapes.

Dans la première étape, le changement dans l'aimantation est totalement réversible, alors que dans la seconde, c'est une combinaison de changement réversible et irréversible.

Une explication qualitative similaire des procédés d'aimantation peut être trouvée dans les théories de Bozorth [BOZ01] et Chikazumi [CHI01].

Remarque :

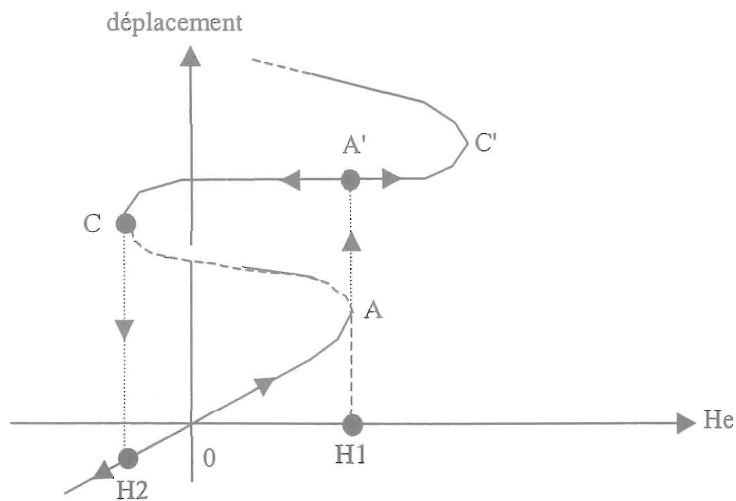


Figure IV.13: Interprétation des sauts de parois.

Pour H_e petit, la variation est donnée par la branche 0A. La paroi revient en 0 quand on supprime le champ appliqué. On a alors un déplacement de paroi réversible. En champ extérieur croissant, quand H_e atteint la valeur critique H_1 , la paroi saute brutalement de A en A' puisque toute la branche AC est donnée pour instable.

Cette transition brutale correspond à un déplacement irréversible de la paroi, appelé encore "saut ou bruit de Barkhausen". C'est une transition rapide, dont la vitesse n'est limitée que par

un certain nombre de processus dissipatifs en particulier la présence de courants induits dans les matériaux conducteurs.

Pour $H_e > H_1$ la paroi reprend un déplacement réversible sur la branche CC' de la courbe, laquelle correspond à un puit de potentiel distinct du puit initial.

Si H_e varie alternativement entre des valeurs limites $\pm H_e$ suffisantes, l'aimantation décrit un cycle d'hystérésis où alternent des parties réversibles et irréversibles.

Dans les matériaux usuels, on a toujours une configuration en domaines compliquée, avec de nombreuses parois. Chaque paroi peut donner naissance par déplacement et déformation à des processus d'aimantation réversibles et irréversibles successifs.

Généralement les parois sont couplées entre elles. Un saut irréversible sur une paroi déclenche d'autres sauts sur les parois voisines couplées.

4.6. *Modèle magnétostrictif hystérétique*

Nous nous sommes intéressés au développement d'un modèle à faible dimension pour un actionneur cylindrique. Cet actionneur s'allonge sous une précontrainte donnée et présente un chemin magnétique, c'est un système masse/pression avec un couplage magnéto-élastique.

Un changement de l'aimantation d'un corps dans un champ magnétique provoque la déformation de celui-ci; c'est le phénomène appelé "magnétostriction". La déformation d'un corps magnétique, en réponse au changement de la magnétostriction implique que les propriétés magnétiques et élastiques du matériau soient couplées. Il s'agit d'un couplage fort, au niveau atomique et cristallin.

L'énergie potentielle d'un système décrit l'allongement comme étant $\lambda = \frac{3}{2} \cdot \frac{\lambda_s}{M_s^2} \cdot M^2$ [CAL02]

qui en première approximation est la relation entre l'aimantation et la saturation magnétostrictive.

Pour un morceau de Terfenol isolé, M_s représente l'aimantation requise pour tourner tous les moments magnétique et a été observée comme ayant approximativement une valeur de $M_s = 7,9 \cdot 10^5$ A/m.

λ_s dépend de l'orientation initiale des moments magnétiques et de la précontrainte mécanique appliquée. En l'absence de précontrainte, λ_s peut être défini en termes indépendants de saturations magnétostrictives λ_{100} et λ_{111} dans les directions cristallographiques (100) et (111).

$$\lambda_s = \frac{2}{5} \cdot \lambda_{100} + \frac{3}{5} \cdot \lambda_{111}$$

Les valeurs typiques pour du Terfenol-D sont de l'ordre de $\lambda_{100} = 90$ ppm et $\lambda_{111} = 1600$ ppm.

Une méthode pour inclure les effets de la précontrainte sur un matériau est d'ajouter un terme supplémentaire dans l'équation du champ effectif défini p.117, on a alors [DAP01]:

$$H_{eff} = H + \alpha M + H\sigma \quad (33)$$

Où H est le champ créé par la bobine d'excitation, αM quantifie le champ moléculaire dû aux interactions entre les moments, et $H\sigma$ le champ dû aux interactions magnéto-élastiques des domaines. Ce terme correspond au changement de l'aimantation propre du matériau, qui peut être assimilé à l'effet Villari (cf. chapitre.I - p.17)

Le champ dû à la contrainte appliquée peut être quantifié par la loi thermodynamique, donnée pour être la dérivée de l'énergie, d'où [DAP01] :

$$H\sigma = \frac{3}{2} \cdot \frac{\sigma}{\mu_0} \cdot \left(\frac{\partial \lambda}{\partial M} \right)_{\sigma, T} = \frac{9}{2} \cdot \frac{\lambda_s \cdot \sigma}{\mu_0 \cdot M_s^2}$$

Où σ est la précontrainte appliquée, μ_0 la perméabilité du vide et T la température en Kelvin.

D'où,

$$H_{eff} = H + \alpha_s M \quad (34)$$

Avec

$$\alpha_s = \alpha + \frac{9}{2} \cdot \frac{\lambda_s \cdot \sigma}{\mu_0 \cdot M_s^2} \quad (35)$$

Nous allons à présent reporter toutes les équations décrites précédemment, et qui entrent dans la composition du modèle. En fonction des dernières considérations, nous pouvons écrire le modèle magnétostrictif comme étant :

$$z = \frac{H + \alpha_s M}{a} \quad (36)$$

Avec $L(z) = \coth(z) - \frac{1}{z}$ et $\frac{\partial L(z)}{\partial z} = -\operatorname{cosech}^2(z) + \frac{1}{z^2}$

$$\dot{H} = u \quad (37-a)$$

$$\dot{M} = g(H, M, \delta, \delta_M)u \quad (37-b)$$

$$\delta = \text{sign}(\dot{H}) \quad (38-a)$$

$$\delta_M = \left\{ \begin{array}{l} 0 : \delta < 0 \text{ et } \coth(z) - \frac{1}{z} - \frac{M}{M_s} > 0 \\ 0 : \delta > 0 \text{ et } \coth(z) - \frac{1}{z} - \frac{M}{M_s} < 0 \\ 1 : \text{autrement} \end{array} \right. \quad (38-b)$$

D'où

$$g(H, M, \delta, \delta_M) = \frac{\frac{k\delta}{\mu_0} \cdot \frac{cM_s}{a} \cdot \frac{\partial L(z)}{\partial z} + \delta_M \cdot M_s \left(L(z) - \frac{M}{M_s} \right)}{\frac{k\delta}{\mu_0} - \delta_M \cdot M_s \left(L(z) - \frac{M}{M_s} \right) \alpha - \frac{k\delta}{\mu_0} \alpha \cdot c \frac{M_s}{a} \frac{\partial L(z)}{\partial z}} \quad (39)$$

Les équations du modèle sont seulement valides quand les variables $M(t)$ et $H(t)$ sont des signaux périodiques en temps. La solution du modèle représente la physique du système uniquement quand $M(t)$ et $H(t)$ sont sur une orbite périodique dans le plan (H-M).

Dans les simulations, l'état initial du système est à l'origine du plan (H-M) de sorte que lorsque l'on applique une entrée périodique H , alors la solution tend asymptotiquement vers une orbite périodique dans le plan (H-M), donc vers un cycle d'hystérésis.

Le système (34)-(39) a deux états continus, H et M . L'entrée est $u(t)$, δ et δ_M sont des variables discrètes qui sont fonction de H , M et u à chaque instant de t .

La fonction $g(\cdot)$ qui est en fait $\frac{\partial M}{\partial H}$ nous donne l'évolution de l'aimantation en fonction du champ magnétique H , et décrit les cycles d'hystérésis classiques $M(H)$. (Voir Annexe 2)

L'évolution de l'allongement en fonction du champ magnétique H est donc obtenue grâce à l'équation :

$$\lambda = \frac{3}{2} \cdot \frac{\lambda_s}{M_s^2} \cdot M^2 \quad (40)$$

a) Analyse du modèle

Ce type de modèle, que nous venons d'exposer, comme tous ceux existant à l'heure actuelle, est un modèle prédictif empirique des effets magnétostrictifs en fonctionnement quasi-statique.

Les différents coefficients qui entrent en jeu sont déduits de mesures, et le plus souvent, adaptés à ces dernières. Nous avons pour ce faire, utilisé les coefficients donnés dans la littérature. En voici quelques explications et valeurs.

Paramètres	Effets sur le modèle	Valeurs
Ms	Coefficient de saturation magnétique. L'accroître donne une plus grande polarisation de saturation (dépend des matériaux)	$7,65 \cdot 10^5$ A/m
α	Quantifie les interactions des domaines. L'accroître donne une pente de la courbe anhystérique plus raide.	0.007781
a	Paramètre de forme de la courbe anhystérique Man. Accroît ou décroît la pente de Man.	$1,8 \cdot 10^5$ A/m
k	Energie disponible requise pour réorienter l'arrangement des domaines. Accroît la valeur finale du cycle d'hystérésis, avec des cycles plus étroits.	5000 A/m
c	Coefficient de réversibilité. Joue sur l'aire du bout du cycle d'hystérésis	0,18

Tableau IV.3: Description des paramètres du modèle [SMI01].

Le modèle que nous proposons permet de définir des courbes de magnétostriction en fonction du champ H et de la précontrainte appliquée sur le système, en cernant un peu mieux les effets entrant en jeu. Une telle étude nous permet donc d'établir des réseaux de courbes magnétostrictives, et de définir un ordre de grandeur pour les différents paramètres à appliquer, notamment le champ H et la précontrainte σ .

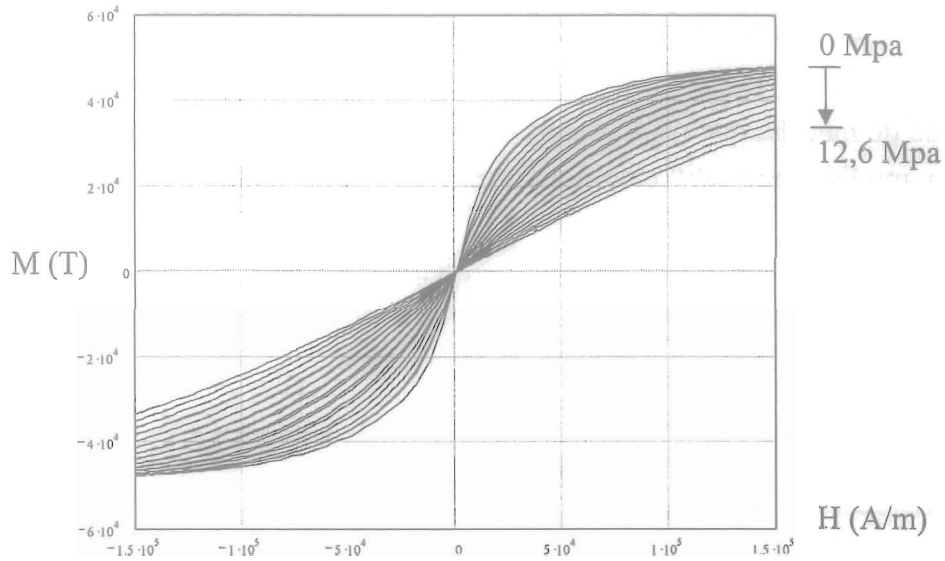


Figure IV.14: Courbes $M(H)$ pour σ de 0 à 12,6 Mpa.

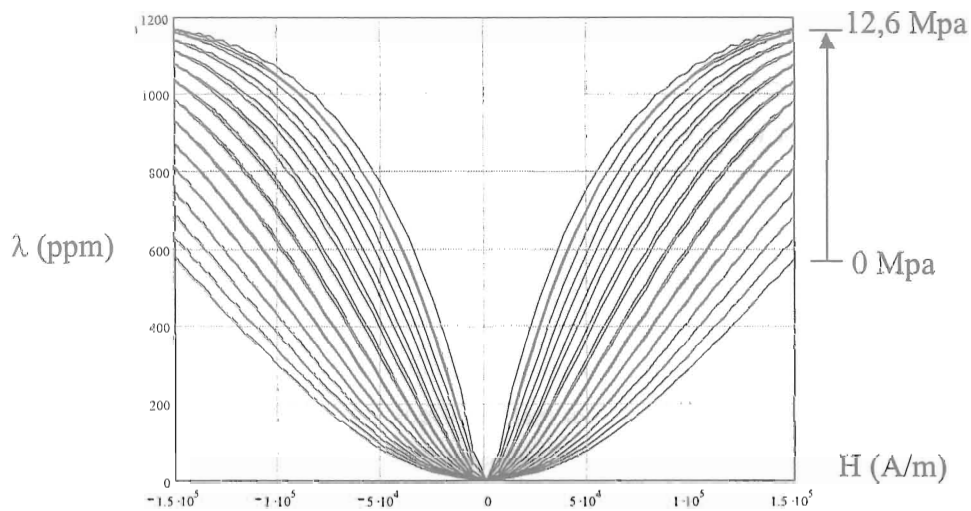


Figure IV.15: Courbes $\lambda(H)$ pour σ de 0 à 12,6 Mpa.

Ces courbes sont données pour une valeur de H_{\max} de 150 kA/m et des précontraintes σ variants de 0 à 12,6 Mpa. Au delà le modèle n'est plus valide ; d'après les mesures effectuées par L. Gros [GRO01], au dessus d'une précontrainte de 12 Mpa le comportement constaté jusqu'ici s'inverse, et l'allongement du barreau magnétostrictif diminue. La plage de variation du modèle est donc suffisante pour nous permettre d'approximer les coefficients optimaux.

La contrainte mécanique σ joue donc sur les pentes de la courbe d'hystérésis $\lambda(H)$, et sur la perméabilité du matériau. Plus la précontrainte est importante et plus les pentes $\lambda(H)$ sont raides. Par contre μ est dégradé (courbes $M(H)$), c'est à dire que la pente à l'origine de ces

courbes (qui représente la perméabilité) chute, il devient alors moins facile d'obtenir la saturation magnétique du matériau, mais plus simple d'avoir de grands allongements avec "peu" de champ magnétique. Comme nous l'avions brièvement précisé au début de ce chapitre, nous avons un intérêt certain à rendre les pentes des courbes $\lambda(H)$ le plus raide possibles, pour avoir le maximum d'allongement en fonction du champ appliqué. Ceci donc, en jouant sur la précontrainte du matériau.

Remarque : Le travail en saturation apporte un allongement légèrement supérieur. On peut étendre ce raisonnement à la force que pourrait y fournir le barreau, et qui devrait être elle aussi plus importante. Néanmoins, un tel fonctionnement n'est pas significatif par rapport à l'énergie consommée, on gagne, par exemple 300 ppm en passant de 50 à 100 kA/m. Il est donc plus souhaitable de fixer le fonctionnement d'un système dans la zone linéaire de la courbe $\lambda(H)$.

4.7. Calcul de la force du barreau de Terfenol-D

D'après les relevés de C. Body [BOD01], L. Gros [GRO01] et R. Kellogg [KEL01] nous avons pu recréer la courbe approximée du module de Young d'un barreau de Terfenol-D en fonction du champ magnétique appliqué. Cette courbe atteint une valeur maximale d'environ 35 GPa (source Etrema product).

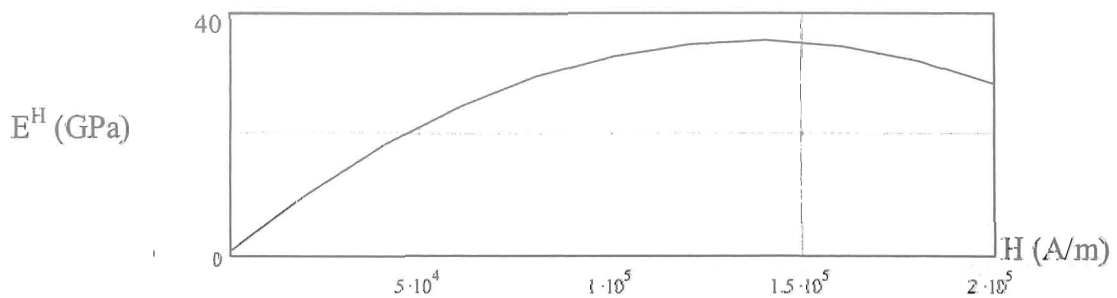


Figure IV.16: Calcul du module de Young défini pour un barreau de Terfenol-D.

D'après la loi de Hook on a ; où E est le module de young, ε le module d'allongement, et σ la contrainte :

$$\sigma = E \cdot \varepsilon$$

On peut alors introduire la contribution de la surface S , d'où :

$$\sigma.S = E.\frac{\Delta L}{L}.S$$

avec $P = \frac{F}{S}$ on obtient :

$$F = E.\frac{\Delta L}{L}.S$$

comme $c = \sqrt{\frac{E}{Mv}}$ où Mv est la masse volumique du matériau

$$F = Mv.c^2.\frac{\Delta L}{L}.S \tag{41}$$

On a alors des $(\text{kg/m}^3).(\text{m/s})^2 = \text{kg.m/s}^2$, ce qui correspond bien à une force en $F=M.\Gamma$ que l'on peut tracer sur la figure IV.17.

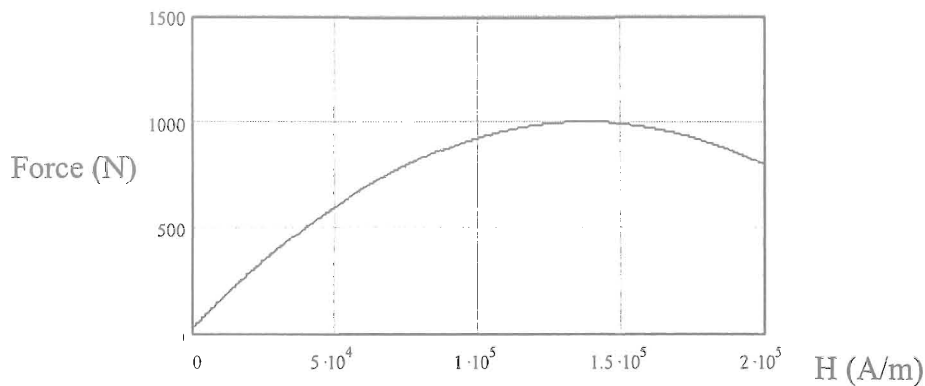


Figure IV.17: Calcul de la force fournie par un barreau magnétostrictif $\varnothing 6\text{mm}$ (dédit de la courbe du module de Young, figure IV.16).

Comparés aux relevés de L.Gros, l'allure et les valeurs de cette courbe paraissent cohérentes. En pratique par contre, un barreau de $\varnothing 8 \text{ mm}$ donne une force d'environ 1000 N. Un diamètre de $\varnothing 6 \text{ mm}$ devrait donc fournir une valeur plus faible, puisque la force est proportionnelle à de la section du barreau (équation (41)). Nous devrions donc nous retrouver avec une force développée de 560 N pour $\varnothing 6 \text{ mm}$, au lieu des 1000 N annoncés par l'équation de la figure IV.17.

Mais d'où vient cette différence entre le calcul théorique et le résultat pratique? L'équation (41) considère un matériau totalement parfait. Or, nous nous apercevons, d'après la figure IV.18, ici pour un essai en statique sous Flux-2D, que nous avons une certaine inhomogénéité de champ dans notre barreau. Cette figure est donnée pour une excitation de 10 A/mm², une perméabilité de 20, une résistivité de $0,58.10^{-6} \Omega.m$ et une saturation aux alentours de 1,5 T.

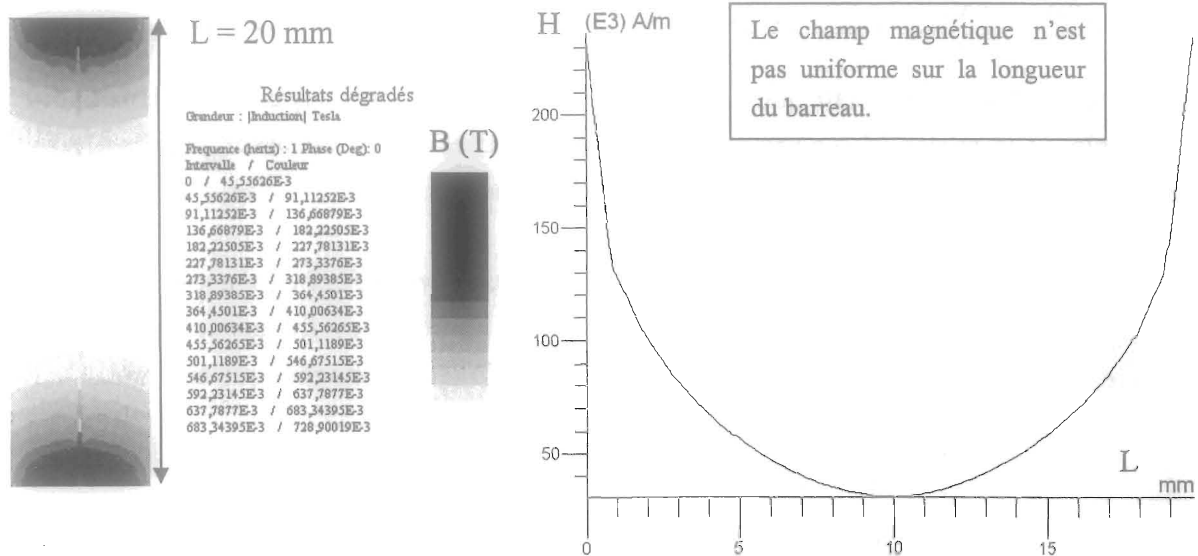


Figure IV.18: Excitation du barreau de Terfenol-D en statique.

L'inhomogénéité dans le matériau implique que les parties non correctement soumises au champ magnétique ne participe pas, ou peu, à la déformation. Puisque, dans la réalité, tout le matériau n'est pas sollicité, il est normal de trouver une force développée d'environ 600 N, plus faible donc, que dans l'équation théorique (41), ou ce problème n'est pas envisagé. L'allure générale de la courbe de force en fonction du champ magnétique se retrouve bien entendu dans le comportement du module de Young de la figure IV.16.

Le point d'application de la force du barreau se situe à 45 mm de l'axe, avec un angle de 48°. Le couple pour 600 N est alors de $C = d.F.\cos\phi = 20 \text{ Nm}$. Les dimensions de l'actionneur barreau sont décrites à l'annexe 3.

Une autre manifestation à imputer à la variation du module de Young est le glissement en fréquence. Le premier mode de résonance mécanique à f_0 (Hz) classique pour du Terfenol-D est donné comme étant [FLA01]:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k_{T-D} + k_{mps}}{M_{eff}}}$$

Où k_{mps} est la raideur du mécanisme de précontrainte et M_{eff} la masse effective du système. On définit alors la raideur du barreau de Terfenol-D comme étant l'approximation suivante:

$$k_{T-D} = \frac{E^H \cdot A_{T-D}}{L_{T-D}}$$

Où E^H est le module de Young du barreau, A_{T-D} sa surface et L_{T-D} sa longueur.

De ces équations il est clair que si le module de Young E^H croit, f_0 croit également. Ou par exemple, si la masse M_{eff} augmente f_0 sera plus petite, ce qui est assez logique, le fait de charger un système abaisse ses fréquences de résonances.

Le résultat de la figure IV.19 qui fait référence aux courbes déjà évoquées au Chapitre.I - p.19, nous montre bien que le module de Young, et donc les fréquences de résonances, peuvent osciller de manière significative en fonction du champ magnétique appliqué.

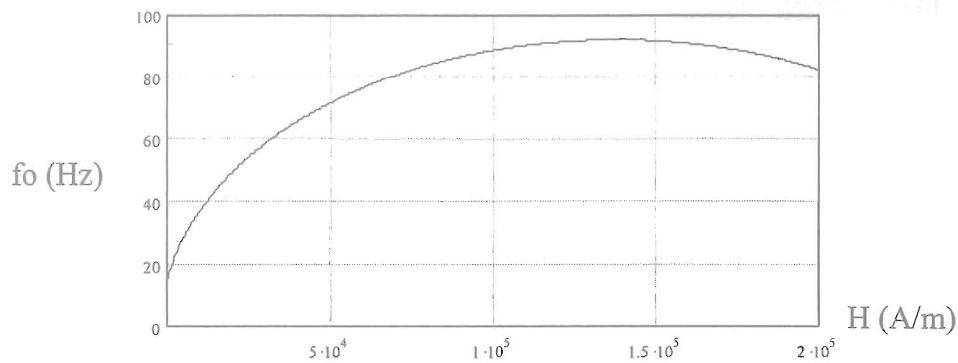


Figure IV.19: Estimation de l'évolution de la résonance f_0 de notre Barreau.

La première fréquence de résonance relevée pratiquement, à vide, sur notre système, est de $f_0 \approx 88$ Hz pour un champ magnétique H de 150 kA/m. En comparant cette valeur par rapport à la courbe théorique de la figure IV.19, on peut conclure que les dernières approximations sont valables. Ce résultat est obtenu par mesure interférométrique des allongements du barreau par rapport à l'évolution de la fréquence. Le contexte de mesure est effectué suivant le principe décrit à la figure IV.20. Ce banc d'essais est destiné à qualifier notre matériau en fonction, du champ magnétique appliqué, de la précontrainte mécanique, et de la polarisation magnétique.

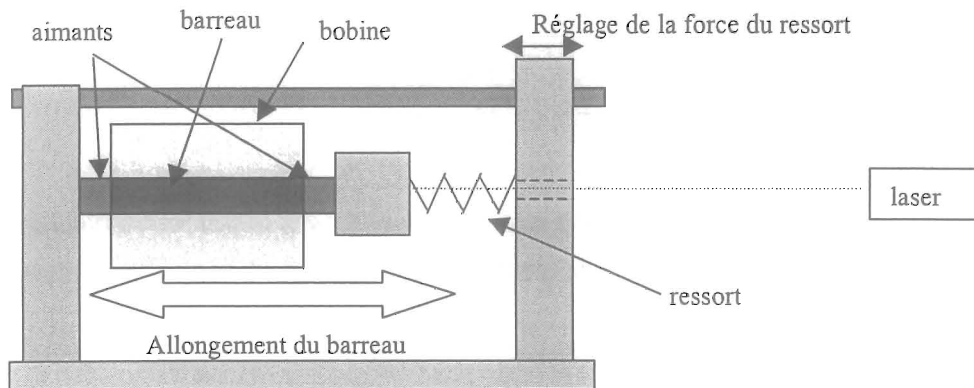


Figure IV.20: Banc de qualification du Barreau de Terfenol-D.

Remarque : Les raideurs du ressort de précontrainte et du barreau peuvent s'additionner puisque les deux éléments sont en série (figure IV.5). Le ressort a une raideur de $k = 10000$ N/m. Il fournit une force de précontrainte de 200 N avec une course de 20 mm et une masse de 20 g. La masse effective mise en mouvement sur le montage de la figure IV.20 est de 150g.

4.8. Etude du barreau Magnétostrictif sous Flux-2D

4.8.1. Comportement fréquentiel

Une première approche qualitative, sous Flux-2D, du champ d'induction dans le barreau, nous renseigne un peu plus sur son fonctionnement.

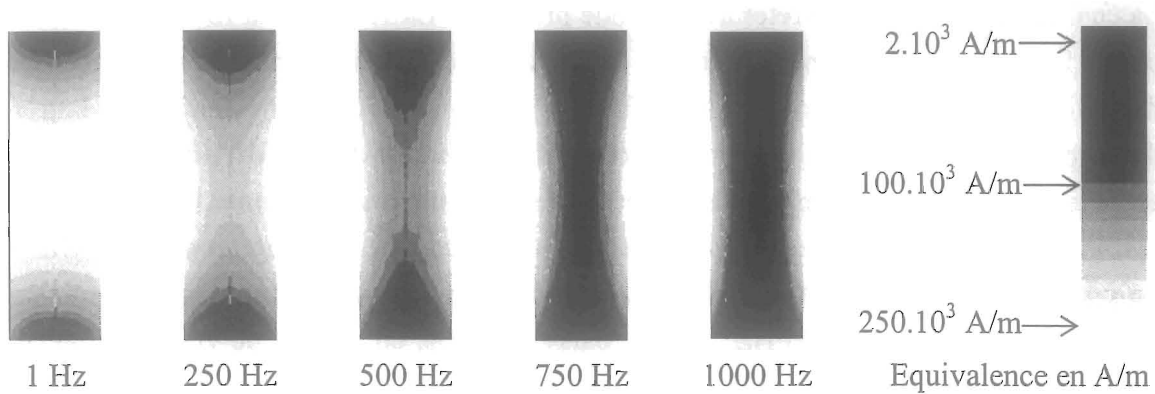


Figure IV.21: Evolution de l'induction dans le barreau en fonction de la fréquence.

La bobine du barreau (non représentée) est excitée avec une densité de courant de 10 A/mm^2 , la perméabilité du barreau est de 20, sa résistivité de $0,58 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$, et sa saturation magnétique aux alentours de 1,5 T.

La figure IV.21 nous renseigne donc sur les parties actives du matériau qui "baignent" effectivement dans le champ magnétique en mode dynamique. Nous pouvons remarquer, par exemple, qu'à une fréquence de 1000 Hz, seule la périphérie du barreau est amenée à s'allonger. Alors qu'à 1 Hz la presque totalité du matériau y participe. On pourrait fixer la fréquence de **250 Hz** comme fréquence limite de fonctionnement, au dessus de laquelle l'effet de peau est trop important pour obtenir un fonctionnement homogène de tout le matériau.

La fréquence doit donc jouer un rôle important dans la force et le déplacement fournis par le barreau.

A ce propos, F. Calkins [CAL01], dans une de ses théories sur la modélisation de la magnétostriction, donne une représentation de la force d'un barreau magnétostrictif en fonction de la fréquence (Annexe 4). Il établit que :

$$F = \frac{V}{N \cdot 2\pi \cdot f} \left(\frac{1}{q - \frac{\mu^\sigma}{q \cdot E^H}} \right) \quad (42)$$

Où E^H représente le module de Young, f la fréquence, N le nombre de spires de la bobine, V la tension d'alimentation, μ^σ la perméabilité et q le coefficient de contrainte du matériau.

E^H (Gpa)	μ^σ (Tm/A)	q (m/A)
25-35	$2,2 \cdot 10^{-6}$	$4,5 \cdot 10^{-9}$

Tableau IV.4: Valeurs publiées et expérimentales pour du Terfenol-D [CAL01]

La courbe IV.22 est à interpréter avec grande prudence. La valeur de la force donnée aux très basses fréquences est énorme et insensée, nous avons donc arbitrairement restreint le domaine de validité à 10Hz, comme étant la fréquence minimale, à partir de laquelle la force développée semble plausible. On y retrouve d'ailleurs une valeur d'environ 1000 N déjà estimée par l'équation (41) p.130. L'allure vérifie l'hypothèse avancée par le logiciel Flux-2D, à savoir que la force diminue avec la hausse de la fréquence ; comportement dû à l'effet de peau cité précédemment ; et qui baisse la contribution de matière du matériau participant à l'élongation. De 10 Hz à 500 Hz, la force baisse de 80%, en passant de 784 à 153 N. A une fréquence de fonctionnement, supposée limite, de 250 Hz, la force développée est évaluée à 358 N, soit un couple estimé pour notre système à 11 Nm.

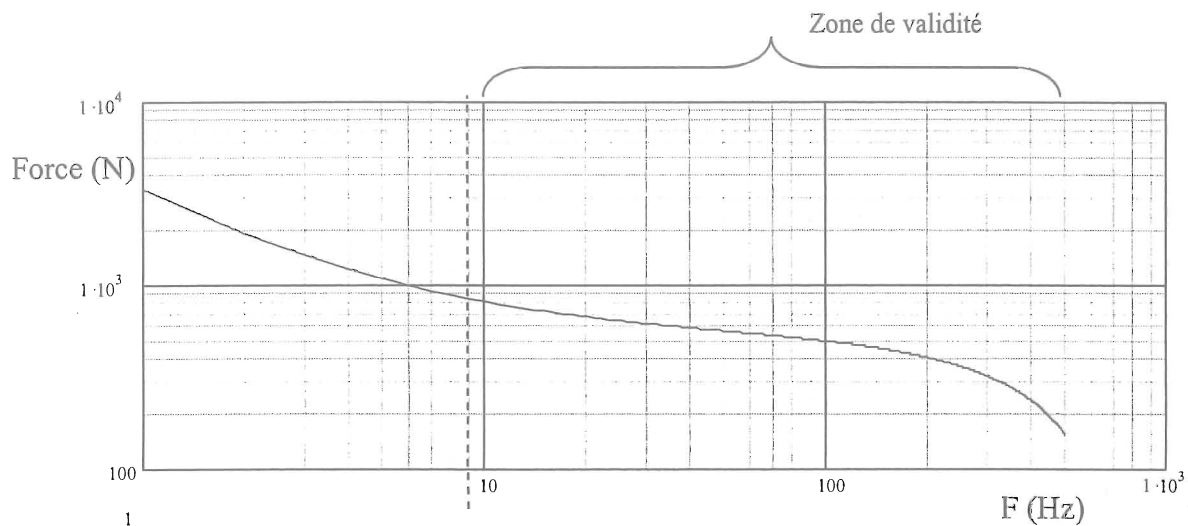


Figure IV.22: Evolution de la force développée par le barreau en fonction de la fréquence.

La force statique de 600 N, énoncée p. 130, ne correspond donc pas à ce que l'on peut attendre en fonctionnement dynamique, puisque la fréquence joue un rôle dégressif non négligeable.

Un autre phénomène est visible sur la figure IV.21. Le champ magnétique est en concentration plus importante sur le pourtour du barreau.

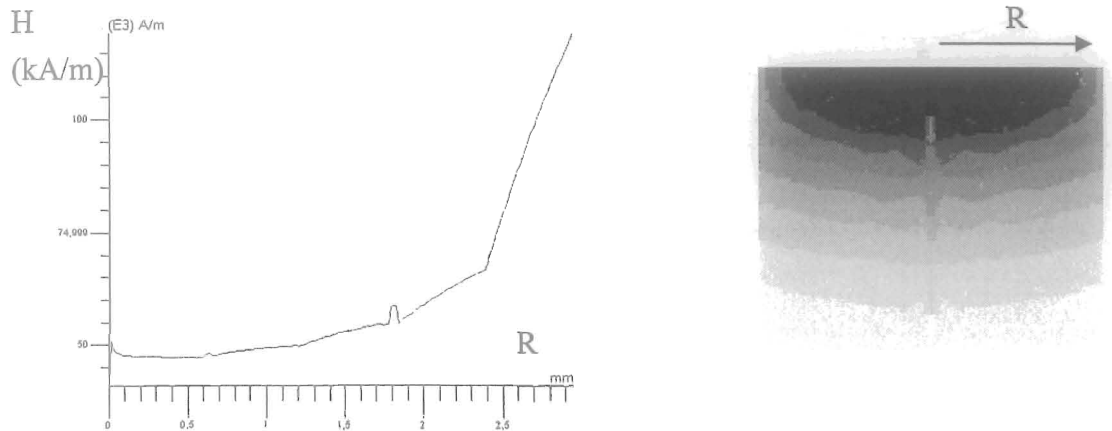
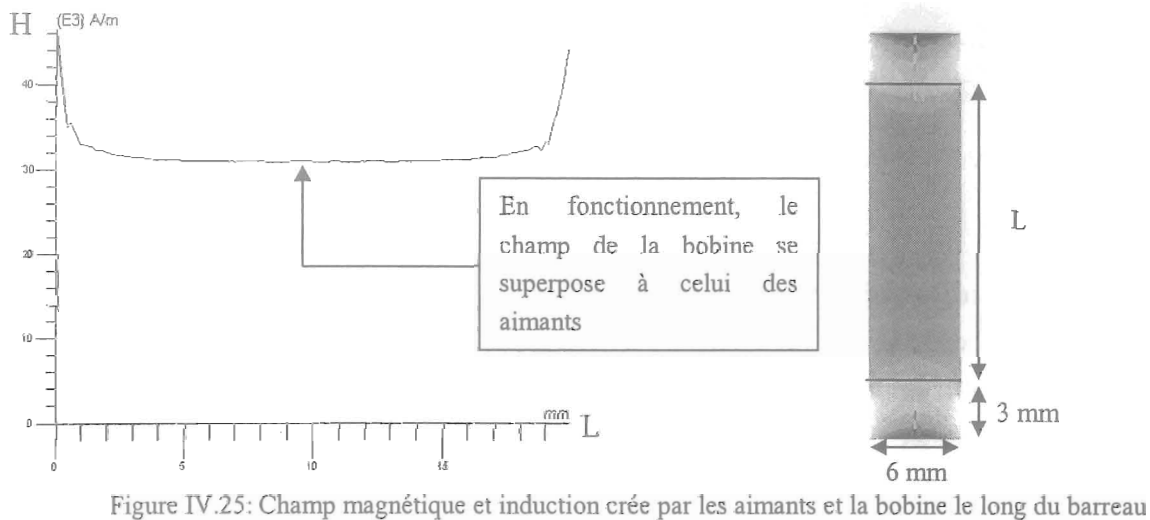
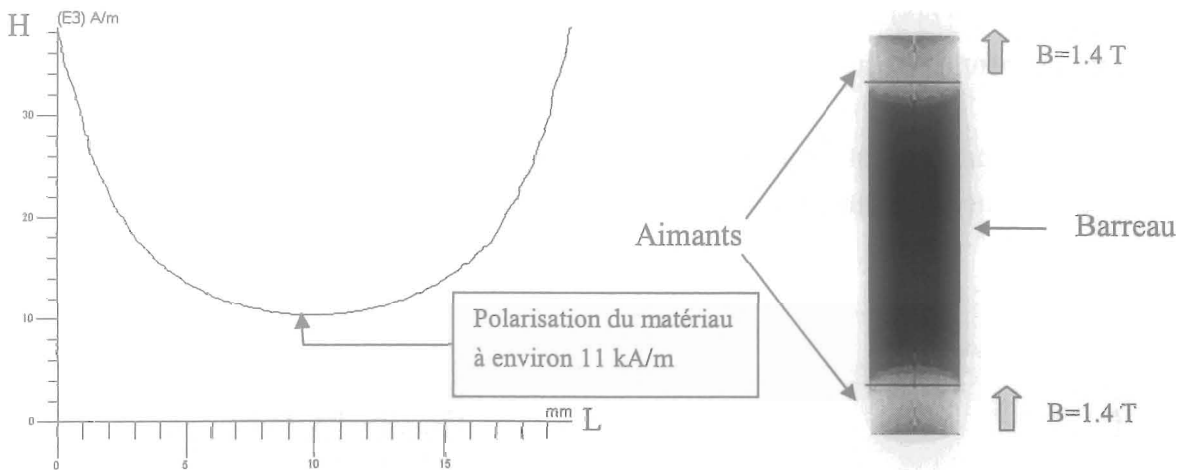


Figure IV.23: Evolution du champ magnétique H à l'extrémité du barreau, suivant son rayon.

Ce relevé est assez inquiétant. En effet, le champ étant supérieur sur les bords, il est fort probable qu'à ces endroits, les déplacements doivent être plus importants que sur le reste de la surface du barreau. Il s'en suit une dégradation prématurée du matériau, qui voit sa surface d'appui réduite à sa périphérie pendant les déplacements. Nous y avons d'ailleurs expérimentalement constaté un effritement de notre barreau. Nous verrons dans les perspectives comment résoudre partiellement ce problème.

4.8.2. Polarisation magnétique

Nous allons étudier les conséquences d'une polarisation statique sur un barreau magnétostrictif. La figure IV.24 représente les effets d'aimants seuls, positionnés aux extrémités du barreau. La figure IV.25 y superpose un champ statique créé par une bobine non représentée ici. Comme nous pouvons le voir sur la figure IV.24, lorsqu'il n'y a pas de champ créé par la bobine, le barreau est polarisé à une valeur minimale d'environ 11 kA/m. Cette polarisation déplace le point de fonctionnement du barreau sur un des deux quadrants, positif ou négatif. L'origine du déplacement est décalé de l'origine des axes, et se retrouve sur les courbes présentées en fonction de la précontrainte mécanique (cf. figure IV.3).



En fait, la magnétostriction est un phénomène pair, à fréquence double du champ magnétique. Pour notre étude, nous recherchons de grands allongements, et nous voulons que notre barreau suive au mieux les évolutions de la commande qu'on lui applique. Pour cela, nous devons rendre son fonctionnement impair, c'est le rôle de la polarisation magnétique.

Le choix le plus judicieux est de placer ce point de fonctionnement au milieu de la zone linéaire (partie la plus pentue qui nous apporte le plus d'allongements en fonction du champ magnétique appliqué). Nous pouvons ensuite nous déplacer autour de cette nouvelle origine et décrire des cycles d'allongements, si possible, sans repasser par l'origine des axes, pour ne pas avoir de doublement de fréquences (voir Chapitre I - p.26). Si possible, également, sans aborder la zone de saturation, qui n'apporte pas d'allongements significatifs par rapport à l'énergie consommée pour l'atteindre.

4.9. Estimation de la rotation

Nous avons tracé, sur la figure IV.26, une estimation idéale de l'évolution de la vitesse de rotation de notre prototype. Ceci en considérant une élévation moyenne du barreau à 20 μm . En calculant combien d'allongements peut fournir le barreau en fonction de sa fréquence de fonctionnement, on peut établir une vitesse de rotation de l'arbre de l'actionneur (dimensions données à l'annexe 3). Cette courbe idéale a un comportement purement linéaire. Pourtant, le fonctionnement réel devrait présenter un phénomène de saturation, image de la perte de pas que devrait subir l'actionneur avec la montée de la fréquence.

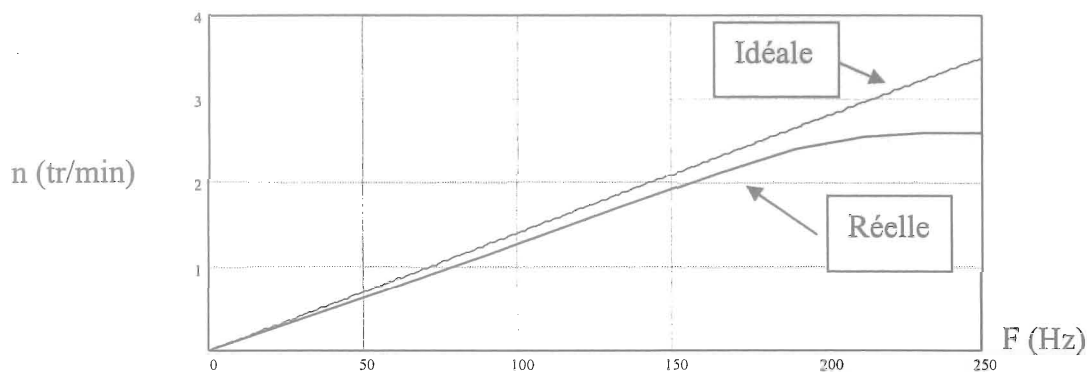


Figure IV.26: Evolution idéale de la vitesse de rotation n (tr/min) en fonction de la fréquence.

L'image du comportement réel de la rotation de notre prototype peut être représentée par la figure IV.27. Nous avons extrait ces relevés des mesures effectuées sur le prototype verrou décrit au chapitre.II – p.63. Vu que nous avons un fonctionnement pas à pas, nous pouvons fortement nous attendre à cette réponse en "marches d'escaliers". La figure IV.27 représente l'évolution d'un déplacement linéaire. Pourtant, nous pouvons en tirer un enseignement. Le signal d'allongement n'est pas parfait, et il présente des ondulations parasites à chaque nouveau pas effectué. Ces parasites peuvent nous causer des problèmes de synchronisation.

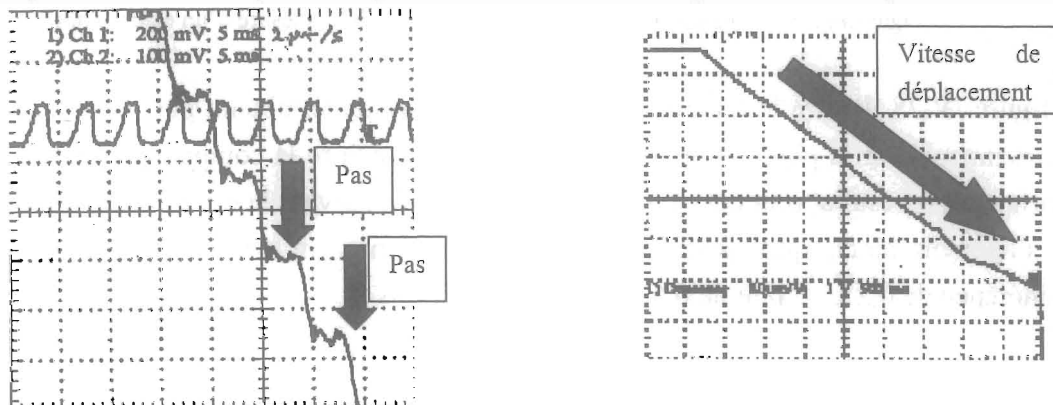


Figure IV.27: Principe d'accumulation pas à pas.

A chaque nouveau pas, le prototype subit une accélération. La courbe de gauche donne l'accumulation des pas angulaires de l'actionneur. La courbe de droite illustre l'évolution de la vitesse, qui a bien un comportement linéaire.

4.10. Couple Statique des électroaimants

Nous pouvons calculer le couple limite du prototype en statique, en définissant la force d'attraction d'un électroaimant, comme étant classiquement $F = \frac{B^2 \cdot S}{2 \cdot \mu_0}$, et son couple résultant

$$C = F \cdot d \cdot c_f.$$

Où F est la force d'attraction, d sa distance d'application et c_f le coefficient de friction du matériau, qui peut être compris entre 0,1 et 5 pour les matériaux les plus classiques. Nous avons choisit, pour un frottement acier-acier, un coefficient de 0,5.

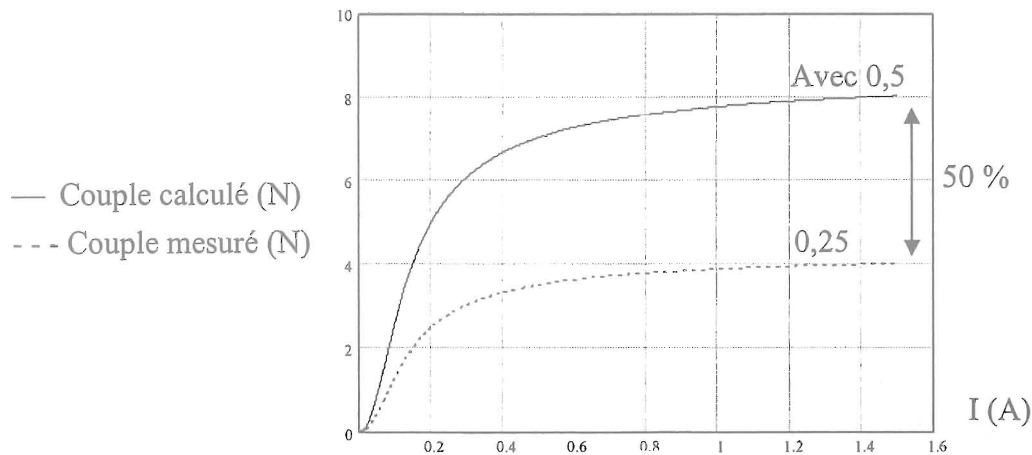


Figure IV.28: Comparaison du Couple statique calculé et mesuré d'un électroaimant.

La figure IV.28 illustre le couple statique limite du système, obtenu par adhérence d'un des électroaimants sur la plaque tournante. Nous pouvons y faire la comparaison entre le résultat théorique et le résultat pratique. La mesure est effectuée suivant le principe de la figure IV.29. On s'aperçoit alors, que dans le prototype monté, nous n'avons plus qu'un coefficient d'adhérence de 0,25, au lieu de 0,5, soit deux fois moins !

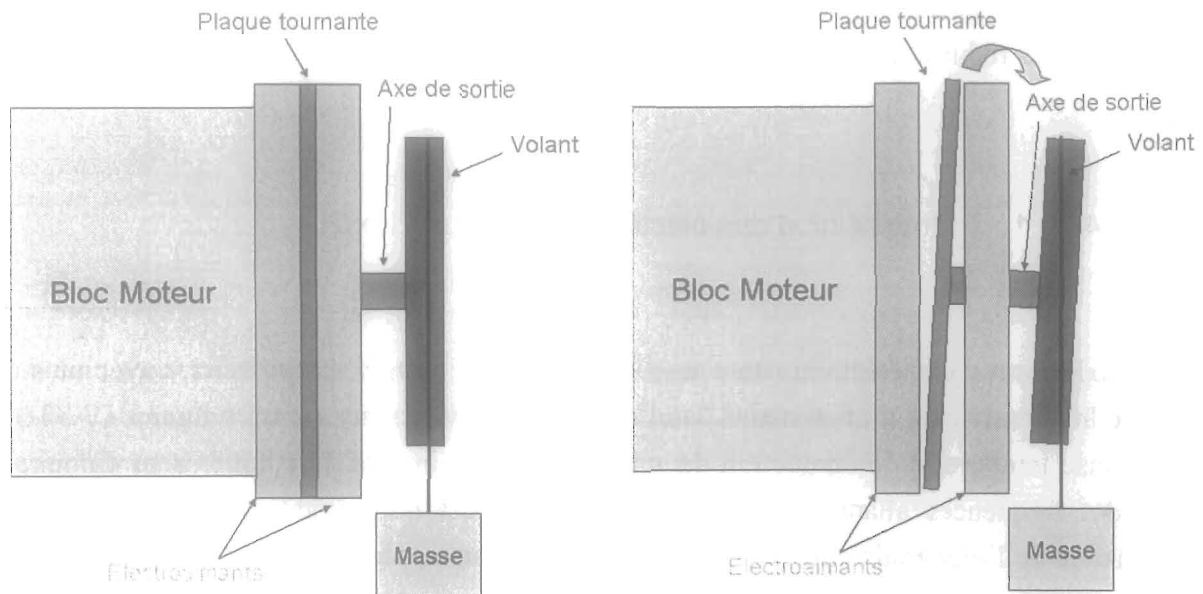


Figure IV.29: Principe de mesure du couple. A gauche : Idéal - A droite : avec jeux.

Théoriquement, les deux électroaimants sont en contact avec la plaque tournante. Mais pratiquement, il y a un entrefer dans le système. Comme nous l'avons décrit à plusieurs reprises, nous avons un fonctionnement par accumulation de pas. D'après ce principe, les deux électroaimants ne sont pas alimentés simultanément. Pour éviter que l'électroaimant actif interagisse avec son homologue inactif, nous avons volontairement placé cet entrefer. Il est destiné à décoller la plaque tournante de l'électroaimant inactif, vers le second, qui l'attire. Le problème vient du jeu présent dans la structure, et notamment dans les roulements.

Les mesures de couple sont obtenues grâce à un volant solidaire de l'arbre de sortie de l'actionneur, sur lequel on positionne des poids. Le jeu des roulements cause alors l'inclinaison de la plaque tournante quand le volant est chargé par une masse. Cette inclinaison décolle une partie de la surface de contact de la plaque par rapport aux électroaimants (figure IV.29 - droite).

Etant donné que la force d'attraction et le couple sont proportionnels à la surface de contact, nous pouvons justifier le fait que le couple maximum mesuré reste inférieur à celui de la théorie.

Remarque : Le couple de l'actionneur est obtenu par adhérence mécanique. Il devrait s'en suivre une usure non négligeable des pièces en contact. Or, comme nous l'avons précisé dans le chapitre 2, les actionneurs ultrasonores piézoélectriques fonctionnent grâce à une friction mécanique importante. Des développements pour ces actionneurs ont mis à jour des

revêtements de surface très résistant pour la friction, et qui pourraient être employés dans notre cas pour réduire la dégradation prématurée des matériaux.

4.10.1. Modélisation des électroaimants sous Flux-2D

Une modélisation des électroaimants sous Flux-2D nous permet d'appréhender avec plus de facilité le comportement du système. Tout d'abord, nous visualisons sur les figures IV.30-31, la réponse temporelle de l'induction dans un des électroaimants. Ces courbes sont données pour des fréquences allant de 50 à 500 Hz. La densité de courant, qui correspond à la commande de l'électroaimant, devrait représenter la forme idéale de commutation à laquelle nous aurions pu nous attendre (acier : $\rho = 0,13 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot m$, $\mu = 1000$ et $J_{sat} = 1,7 \text{ T}$).

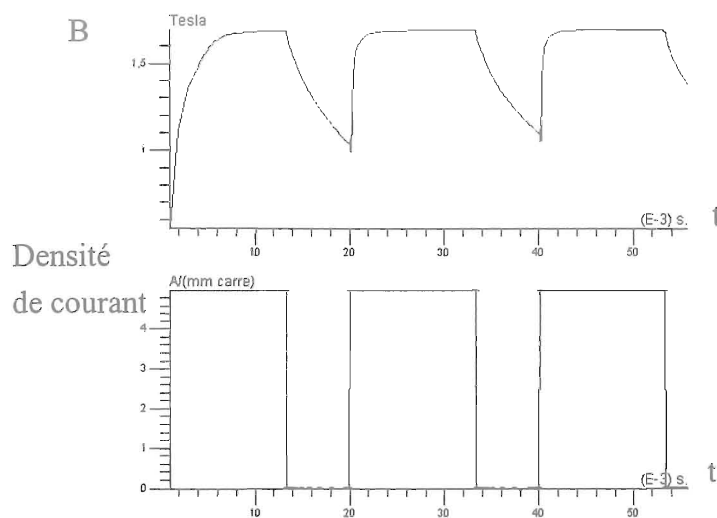


Figure IV.30: Evolution temporelle du courant et de l'induction dans la plaque tournante ($F=50 \text{ Hz}$).

En première approche, nous remarquons une chose importante. Plus la fréquence augmente et plus l'induction a des difficultés à s'établir, à s'annuler, et donc à suivre le signal de commande qu'on lui impose. De ce fait, les deux électroaimants fonctionnent de façon simultanée, causant un grave dysfonctionnement du système. En effet, si l'électroaimant fixe est actif pendant que l'électroaimant mobile tente d'entraîner la plaque en rotation, le mouvement s'en trouve fortement perturbé.

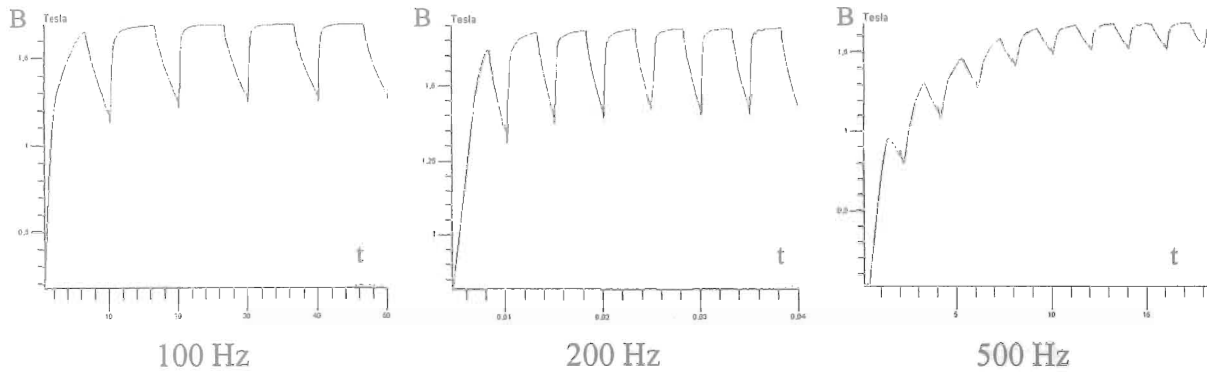


Figure IV.31: Evolution temporelle de l'induction dans la plaque tournante (Flux-2D).

Une solution rapide et simple, serait d'appliquer un courant négatif, comme nous l'avons représenté sur la figure IV.32. Cette méthode limiterait les effets simultanés des électroaimants en démagnétisant plus rapidement la structure.

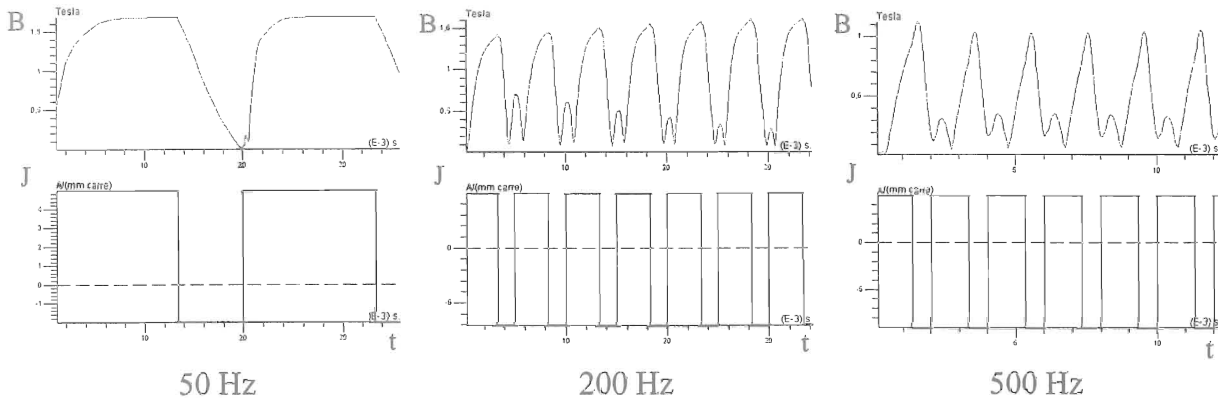


Figure IV.32: Evolution temporelle de l'induction dans la plaque tournante avec offset négatif (Flux-3D).

Certes, cette solution n'est pas optimale, puisque la forme de l'induction n'est pas carrée, mais nous permet déjà d'envisager une amélioration du fonctionnement.

Remarque : Nous pouvons considérer que les aires des courbes de commandes, positives et négatives, doivent être égales pour ramener l'induction à une valeur nulle. L'alimentation dans ce cas là devra fournir le double de puissance efficace.

4.10.2. Conclusion

En faisant l'analogie avec l'électronique de puissance, nous sommes devant un problème de "commutation". Les électroaimants n'ont pas la possibilité de suivre la fréquence du courant que nous leur imposons. Leurs inductions interagissent et limitent fortement la rotation. A

faibles fréquences, ce problème pourrait passer inaperçu, mais serait un obstacle au fonctionnement en hautes fréquences.

Remarque : Le logiciel Flux-2D ne nous donne ces résultats que pour une courbe de première aimantation (cela dit, l'hystérésis de l'acier est assez faible). De plus, les formes de courants modélisées ici, sont considérées comme parfaites. Dans la réalité, ces courants sont loin de rester carrés en fonction de la fréquence, et l'évolution de ces formes doit venir encore empirer le problème énoncé précédemment. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle nécessite un asservissement du courant en fréquence.

4.10.3. Perspectives d'évolution

L'imposition d'un courant négatif est une méthode rapide pour limiter les perturbations dues aux inductions du système. C'était pour nous le meilleur moyen d'améliorer le fonctionnement, sans modifier la structure physique des électroaimants. Nous avons tout de même tenté la modélisation d'une nouvelle forme, afin de résoudre plus efficacement notre problème. Pour pouvoir comparer les deux structures, nous avons gardé les mêmes surfaces en regard, de cuivre et d'acier, qui sont réparties suivant les proportions de $\frac{2}{3}$ d'acier et de $\frac{1}{3}$ de cuivre. La principale hypothèse est que la réluctance magnétique joue un rôle prépondérant dans le problème de commutation des électroaimants, limitant ainsi le travail en fréquence. La réduction des chemins magnétiques permettrait alors de baisser la rémanence. Au lieu d'avoir une grosse masse de cuivre, nous n'avons plus que cinq petites bobines alimentées alternativement.

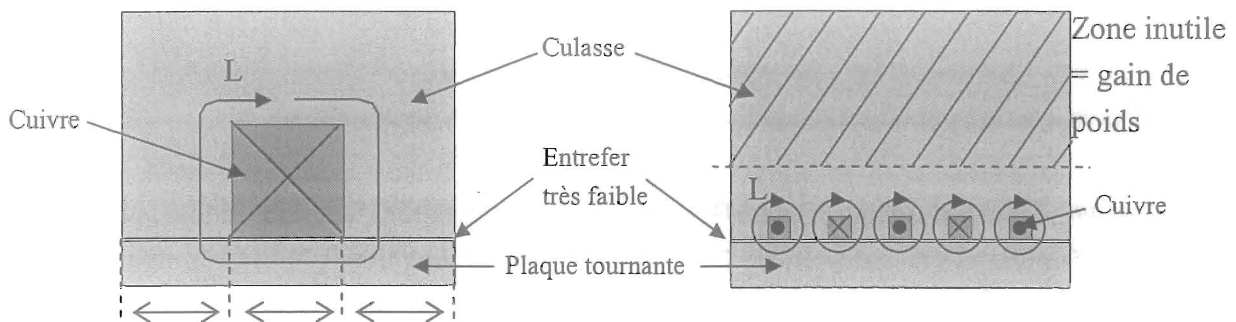


Figure IV.33: Représentation de l'évolution des électroaimants.

La figure IV.34 regroupe quelques résultats de l'évolution de l'induction dans le nouvel électroaimant, pour des fréquences variant de 50 à 500 Hz. Nous pouvons immédiatement constater que les fronts d'induction sont beaucoup plus francs, et se rapprochent d'une forme plus carrée que ce que nous avons pu relever sur la figure IV.32. Elle s'y annule également plus simplement.

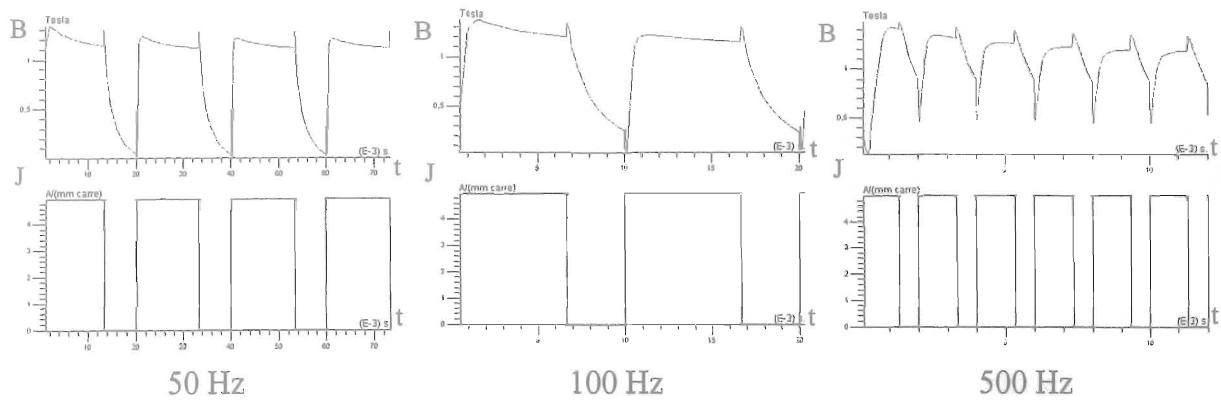


Figure IV.34: Evolution temporelle de l'induction dans la plaque tournante avec l'électroaimant à sections multiples faibles.

Cette nouvelle constitution réduit donc sensiblement les effets néfastes de l'induction constatés précédemment ; cette dernière s'annule beaucoup plus facilement. Une telle réalisation, couplée avec la méthode du courant négatif, pourrait peut être résoudre totalement notre problème de commutation.

a) Comparaison des forces des électroaimants

Nous avons tenté de comparer les forces générées par nos deux réalisations. On s'aperçoit que la force d'attraction diminue assez fortement avec l'augmentation de la fréquence.

Force d'attraction

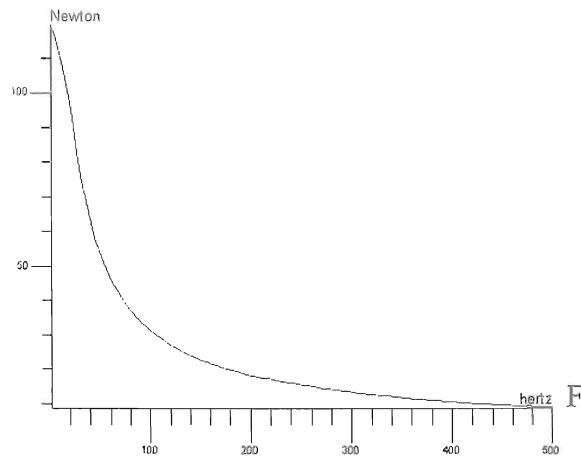


Figure IV.35: Représentation de la force d'attraction générée par le premier électroaimant (10 A/mm^2).

Pour le premier électroaimant, celui que nous avons physiquement réalisé, nous obtenons, à basse fréquence, une force d'attraction de 120 N. La force d'attraction obtenue, pour l'évolution de l'électroaimant, que l'on peut voir sur la figure IV.36, à une valeur à l'origine beaucoup plus faible que la précédente. Elle avoisine les 38 N.

Force d'attraction

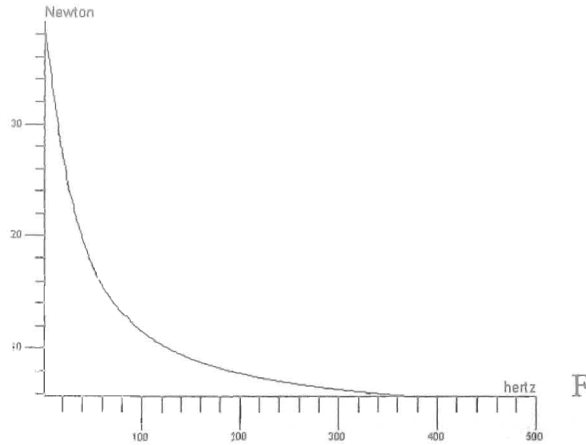


Figure IV.36: Représentation de la force d'attraction générée par la proposition d'évolution (10 A/mm^2).

Dans la modélisation, nous avons fixé par commodité l'entrefer à $0,1 \text{ mm}$. Or celui-ci est bien trop important par rapport à la taille des conducteurs, et le gain apporté par la réduction d'échelles des bobines est perdu. Une grande partie de la puissance se trouve dans l'air. Il faudrait donc réduire cet entrefer à sa valeur pratique réelle (à quelques micromètres) pour avoir une valeur réaliste de la force développée par ce nouvel électroaimant. Il se pose alors un problème de taille du maillage entre l'entrefer et le reste de la structure, qui est de l'ordre du millimètre.

A la vue des réponses des forces d'attractions, nous pouvons introduire le fait que la présence de courants de Foucault dans la structure participe également pour beaucoup à la réduction de la force en fonction de la fréquence. Nous avons donc, deux causes majeures de limitation du fonctionnement des électroaimants : la réluctance du circuit et les courants de Foucault en fréquence.

En conclusion, nous pouvons répertorier les quelques méthodes que nous avons énoncées pour réduire les problèmes posés par nos électro-aimants :

- (1) Baisser la réluctance du système, avec un entrefer quasiment nul, en réduisant la géométrie des conducteurs.
- (2) Utiliser un composé lié (conducteur + isolant) ou des ferrites, à la place de l'acier, qui élimineront les effets néfastes des courants de Foucault dans le matériau. Ces composés saturent aux alentours de 1 Tesla et ont généralement des cycles d'hystérésis très faibles, donc avec moins de pertes que dans l'acier massif, ce qui permettrait un fonctionnement plus haut en fréquence. Leur fragilité est un sérieux inconvénient.
- (3) Utiliser des tôles laminées pour la conception des électroaimants, suivant le principe des transformateurs. Cette configuration mécanique devrait être difficile à réaliser car le feuilletage devrait être radial, et l'assemblage de tôles fragile en utilisation.

4.11. Expérimentations

4.11.1. Introduction

Nous allons présenter dans cette partie les résultats obtenus expérimentalement sur notre prototype. Puis nous comparerons ces mesures avec les espérances avancées dans les paragraphes précédents. Nous tenterons, par la suite, d'établir une estimation du rendement global du système.

4.11.2. Fonctionnement de la commande

Comme nous l'avions expliqué dans le Chapitre III - p.15, la commande du système, qui régit le fonctionnement, se découpe en plusieurs signaux. Chacun de ces signaux pilote un organe différent. En tout, il y a trois composants à commander. L'excitation du barreau et les deux électroaimants. En voici une représentation sur la figure IV.37.

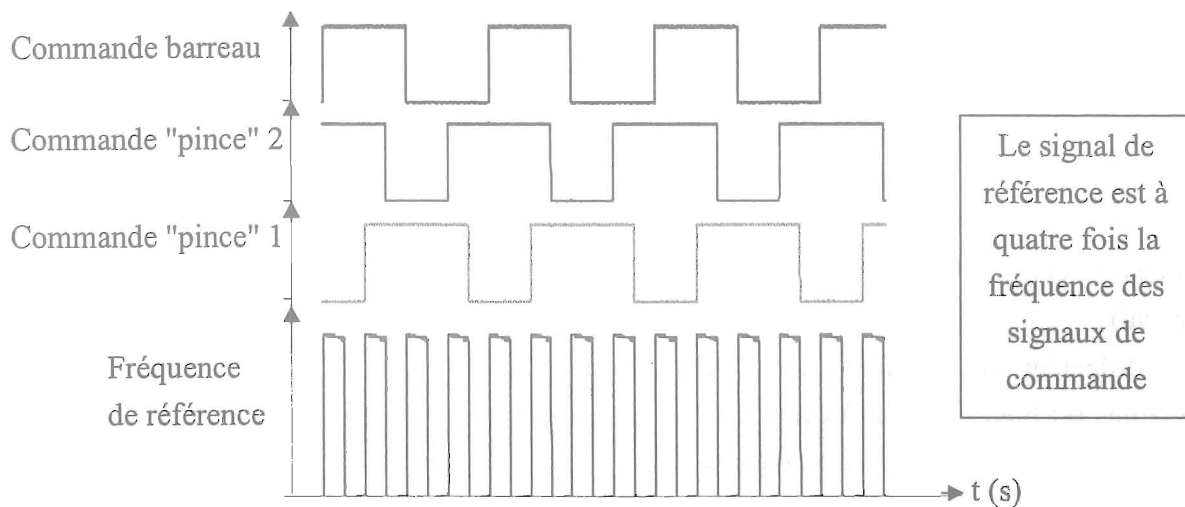


Figure IV.37: Mesures des signaux de commande.

La bobine d'excitation du barreau et les électroaimants sont pilotés en courant. On remarque que les deux électroaimants sont à commande complémentaire. La plaque tournante ne sera donc jamais laissée libre, mais toujours collée, sur un module de blocage ou sur l'autre.

4.11.3. Relevés des alimentations

a) La bobine d'excitation du barreau

La figure IV.38 montre un relevé des tensions et des courants dans la bobine. Le signal de courant fluctue entre des valeurs positives et négatives et impose au barreau une oscillation autour d'un point de fonctionnement, fixé par les aimants de polarisation (Voir les valeurs R et L des éléments dans le tableau IV.2).

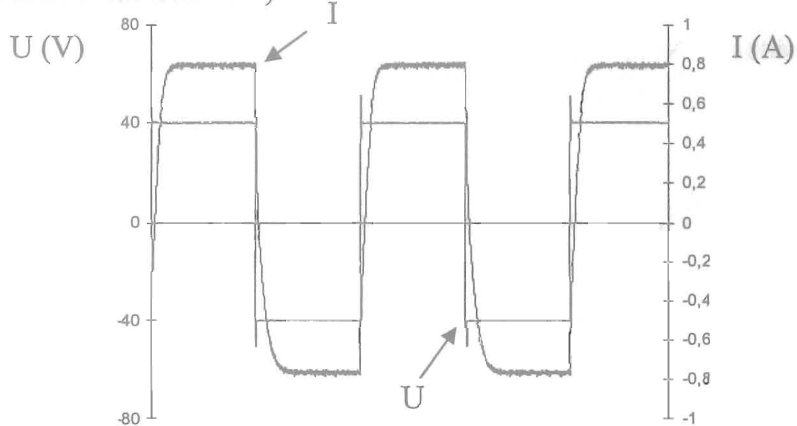


Figure IV.38: Relevés des courants et des tensions dans la bobine, $f = 100\text{Hz}$.

Les alimentations, que ce soit pour le barreau ou les deux électroaimants, sont réalisées par trois amplificateurs Kepco ($\pm 12\text{ A} / \pm 40\text{ Volts}$). Ces amplificateurs sont pilotés en courant, et transmettent les créneaux générés par la commande synchronisée. Si l'on regarde la courbe IV.38, on s'aperçoit que la forme du courant n'est pas parfaitement carrée. Cette forme est imposée par la constante de temps $\tau = L/R = 0,72\text{ ms}$, qui représente le retard sur la courbe, et qui devrait correspondre à la charge inductive (ici à $F=100\text{ Hz}$, $\cos \phi = 0,85$ pour la bobine du barreau).

L'amplificateur quant à lui, est donné pour $140\text{ mA}/\mu\text{s}$, d'où $\tau = 5,7\ \mu\text{s}$ pour les $0,8\text{ A}$ imposés. Ce temps est bien inférieur à celui relevé. La constante de temps est donc bien causée par la charge inductive de la bobine du barreau.

Quand au facteur de puissance de ces amplificateurs, étant donné qu'ils sont composés d'un transformateur, d'un redresseur et à nouveau d'un autre transformateur, nous pouvons rapidement l'évaluer entre $0,3$ et $0,5$.

Remarque : Le barreau magnétostrictif suit la forme du courant qu'on lui impose. Si la forme de ce courant n'est pas parfaite, les allongements du barreau ne le seront pas non plus.

b) Les électroaimants

Les figures IV.39-40 représentent l'évolution des courants et des tensions dans les électroaimants. On s'aperçoit qu'il y a de forts pics sur les courbes relevées. Le facteur de puissance de ces électroaimants avoisine les 0,9. Il faut préciser le fait que l'alimentation des bobines est faite par une source de tension limitée et que, par conséquent, les courants ne pourront pas être en parfaits créneaux (couplage à l'alimentation).

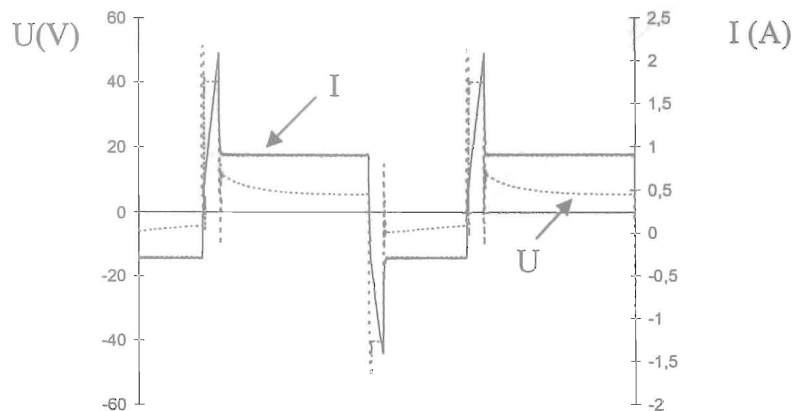


Figure IV.39: Relevés des courants et des tensions dans l'électro-aimant mobile, $f = 100\text{Hz}$.

Suivant l'étude que nous avons faite sur Flux-2D, à propos du comportement de nos électroaimants, nous imposons une consigne négative du courant pour les démagnétiser plus rapidement. De cette manière, nous espérons forcer l'induction des électroaimants à s'annuler pour minimiser leur fonctionnement simultané. Cette méthode nous permettrait un meilleur fonctionnement en fonction de l'évolution de la fréquence.

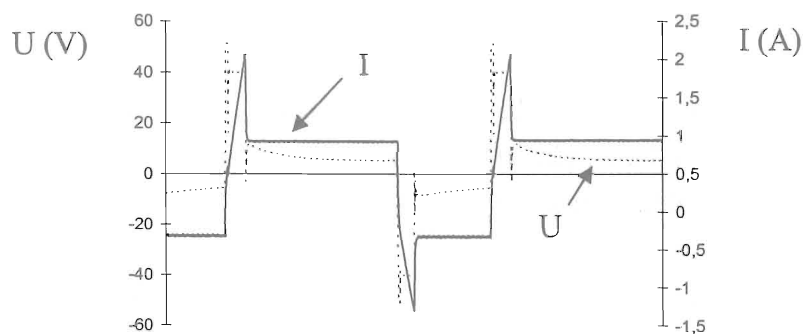


Figure IV.40: Relevés des courants et des tensions dans l'électro-aimant fixe, $f = 100\text{Hz}$.

Remarque : On retrouve ici l'avantage des actionneurs hybrides (Chapitre II-p.61). Les piézoélectriques sont des systèmes capacitifs, les magnétostrictifs sont des systèmes inductifs. L'emploi simultané de ces deux technologies permet un meilleur transfert d'énergie au niveau de l'alimentation et élimine les problèmes des pics constatés ci-dessus.

4.11.4. Les allongements du barreau

a) Effet d'une précontrainte mécanique

Avec une étude sur le fonctionnement propre du barreau de Terfenol-D, dans un premier temps, sans polarisation statique, nous avons tenté d'établir des réseaux de courbes magnétostrictives suivant l'expérimentation de la figure IV.20 – p.132.

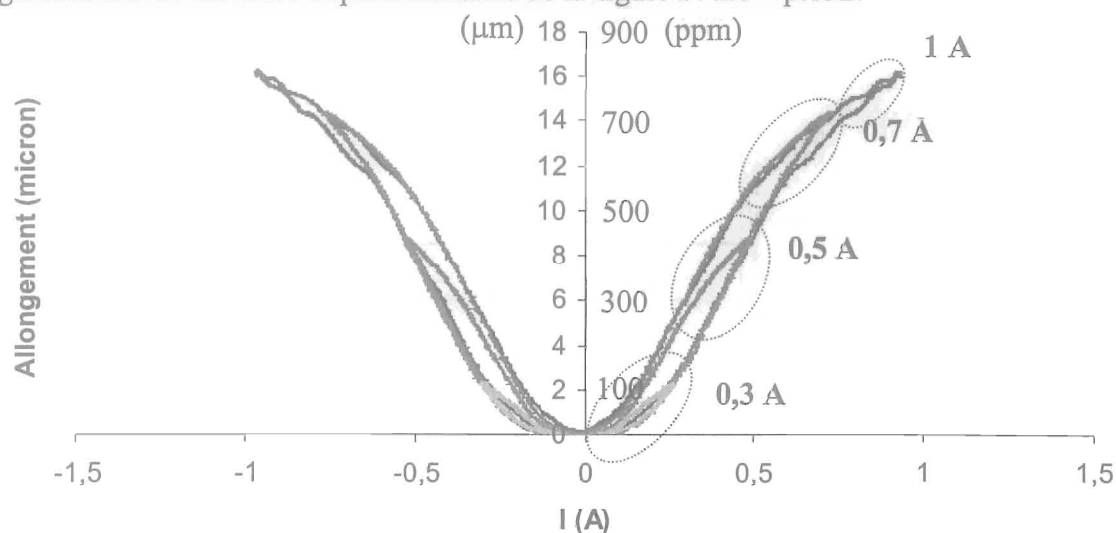


Figure IV.41: Mesures d'allongements du barreau en fonction du champ (de $H = \pm 100$ kA/m).

Rappelons que le dispositif de précontrainte mécanique est effectué par un ressort qui présente une raideur de $k = 10000$ pour une course de 20 mm. La force maximale qu'il peut fournir se situe au alentour de 200 N. Ici, nous avons effectué nos relevés pour une précontrainte maximale de 4 MPa. La force développée par le ressort est réglée par une plaque, qui vient, par l'intermédiaire de tiges filetées, le compresser plus ou moins contre le barreau.

Sur la figure IV.41 nous présentons l'évolution de l'allongement du barreau en fonction du courant appliqué dans la bobine. Un ampère correspondant à 100 kA/m, nous pouvons faire rapidement l'analogie avec le champ magnétique H . Le champ est celui généré par la bobine du barreau. Nous nous sommes placé dans le cas idéal et linéaire où $HL = NI$ dans la bobine d'excitation. Pour prendre en compte le champ réel dans le matériau, il aurait fallu par exemple, disposer une bobine de mesure, autour et au centre du barreau [GRO01]. Ces courbes sont établies lors d'un fonctionnement à 10Hz, sous une précontrainte constante de 4 MPa. Lorsque le champ augmente, le barreau s'allonge. Lorsqu'il atteint une valeur importante, on observe le phénomène de saturation magnéto mécanique. Le phénomène magnétostrictif est bien pair, à fréquence double du champ magnétique appliqué.

Etudions à présent les effets d'une précontrainte variable sur le système. Nous utilisons toujours la même méthode de mesure. A ce sujet, nous pouvons préciser que, lorsque l'on considère une précontrainte mécanique, avec un champ magnétique dynamique, il est évident que l'élongation du ressort va varier. Etant donné que la force du ressort est en $F = k \cdot x$, où k est la raideur, et x la course du ressort, on peut penser que cette force, donc la précontrainte, va varier, puisque la course va changer. Précisons que les mouvements engendrés par notre barreau magnétostrictif sont évalués à environ $20 \mu\text{m}$ (déplacement correspondant à la course x). En fonction de ce déplacement, la force du ressort va être modifiée de 0,1%. Par conséquent, nous pouvons avancer que la valeur de la précontrainte restera constante en fonction des oscillations du barreau.

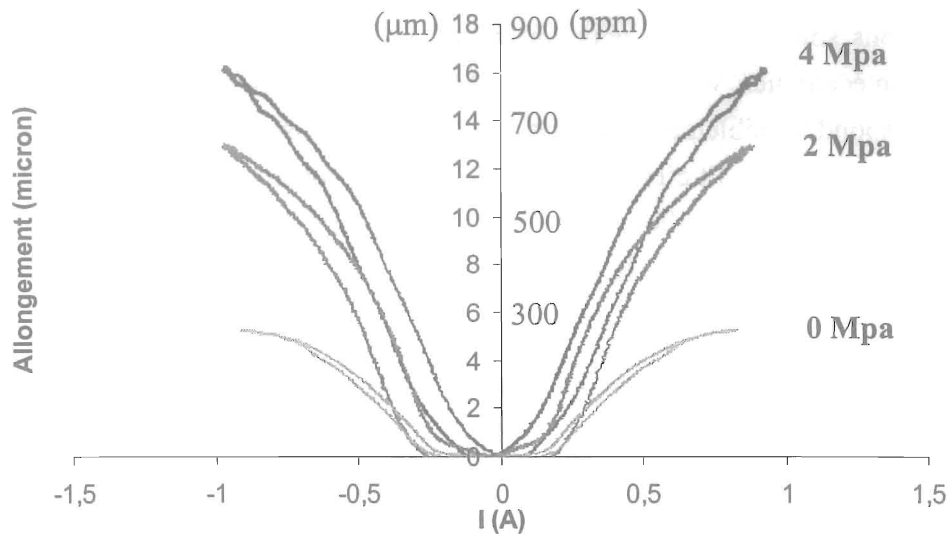


Figure IV.42: Mesures d'allongements du barreau pour différentes précontraintes (de $H = \pm 100 \text{ kA/m}$).

La figure IV.42 nous renseigne sur le comportement d'un matériau magnétostrictif en fonction de la précontrainte mécanique. Elle met en évidence l'utilité de cette méthode en montrant un gain d'allongement de 70% lorsque la précontrainte passe de 0 à 4 MPa.

La contrainte mécanique joue sur les pentes de la courbe d'hystérésis $\lambda(H)$, et sur la perméabilité du matériau (voir figure IV.14-15 p.128), plus la précontrainte est forte et plus les pentes $\lambda(H)$ sont raides, par contre la perméabilité est dégradée. Ce phénomène dépend du matériau, nous considérons ici une contrainte négative (soit une compression), et un allongement λ positif. La précontrainte permet donc d'obtenir des valeurs de saturations λ_s beaucoup plus importantes et avec des champs d'excitation nettement plus faibles. La zone linéaire exploitable est alors agrandie. Cette partie linéaire de la courbe, qui est aussi la plus pentue, entre l'origine et le début de la zone de saturation, est très intéressante. C'est là que l'on obtient le plus d'allongement en fonction du champ magnétique appliqué. C'est l'endroit

où nous allons tacher de travailler. Sur la figure IV.43, nous comparons les résultats expérimentaux par rapport aux simulations théoriques élaborées précédemment.

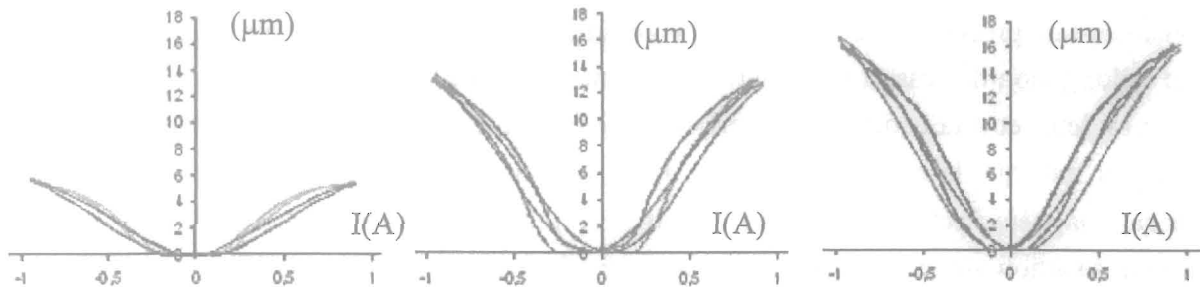


Figure IV.43: Comparaison entre les allongements pratiques et théoriques.

Ces comparaisons sont effectuées pour un champ magnétique H de 100 kA/m et pour des précontraintes mécaniques variant de 0 à 4 MPa. Nous nous apercevons que le modèle théorique correspond sensiblement à la pratique, tout du moins, en ce qui concerne les valeurs maximales d'allongements. Et c'est ce que nous voulions, avoir un modèle prédictif, qui nous permette la détermination de l'allongement maximum en fonction du champ magnétique et de la précontrainte mécanique appliquée.

b) Polarisation statique et doublement de fréquences

Si on applique un champ sinusoïdal sur un barreau magnétostrictif, les courbes $\lambda(H)$ vont décrire les formes classiques de la figure IV.41. Le champ magnétique variant entre des valeurs positives et négatives, on s'aperçoit alors que la magnétostriction est un phénomène pair à fréquence double du champ d'excitation. La figure IV.44 illustre ce fonctionnement. Elle correspond au relevé de la figure IV.42 pour une précontrainte σ de 4 MPa.

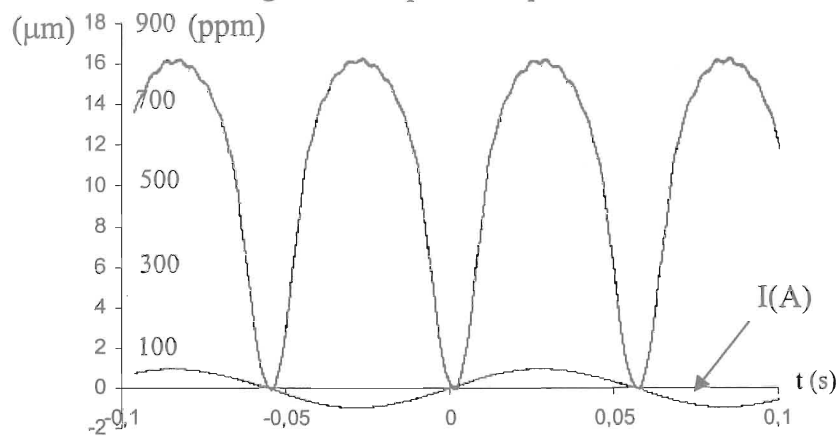


Figure IV.44: Relevés de magnétostriction, $H = \pm 100 \text{ kA/m}$, $f = 10 \text{ Hz}$, $\sigma = 4 \text{ MPa}$, sans aimants.

Nous nous rendons alors compte que nous pourrions travailler que sur une seule des deux portions de courbes, positive ou négative. Ces deux parties nous procure en fait, le même allongement. Le but est donc de rendre cette fonction impaire. Pour cela, il suffit de superposer un champ magnétique statique à celui de la bobine d'excitation. Ce champ statique peut être créé par des aimants permanents ou par une autre bobine.

Conséquence directe, un offset est constaté sur la courbe du courant (figure IV.45). Les avantages de cette méthode sont :

- 1- Que les allongements du barreau suivent les formes du signal de courant.
- 2- Que l'énergie demandée pour l'élongation est moins importante.

Le fait d'appliquer un offset sur la courbe de courant (= champ magnétique) correspond à une modification du point de fonctionnement. Ainsi, l'offset est soit positif, soit négatif. Nous avons pris arbitrairement le cas d'un point de fonctionnement dans la zone positive.

Sans pré polarisation, le point de fonctionnement du barreau se trouve à l'origine des axes, et la magnétostriction décrit ses cycles autour de celui-ci. Si on le décale, il se retrouve directement sur la courbe, déplacé d'un ΔH et donc d'un $\Delta \lambda$.

Le meilleur emplacement se situe au milieu de la zone la plus linéaire du cycle, là où la pente est la plus raide. De cette manière, on obtient le maximum d'allongements en fonction du champ magnétique appliqué.

Deux remarques à ce niveau. Il est préférable de faire en sorte que les élongations du barreau ne repassent pas par l'origine des axes, pour ne pas provoquer de doublement de fréquence (c'est justement l'effet que l'on veut annuler par cette méthode!). Il est également plus intéressant de ne pas aborder la zone de saturation, qui n'apporte que peu d'allongements supplémentaires par rapport à l'énergie qu'on y consomme.

Il est à remarquer que, pour le cas sans polarisation magnétique, nous avons des courants de $\pm I$ donnant des déformations λ . Dans le cas où le point de fonctionnement est au milieu de la courbe positive, des courants de $\pm I$ donnent toujours des déformations de λ . Puisque nous n'évoluons plus que dans un seul des deux quadrants, l'énergie consommée est réduite de moitié. La figure IV.44 illustre le fonctionnement avec une polarisation magnétique.

Pour réaliser cette polarisation magnétique, nous avons positionné deux aimants permanents en Néodyme-Fer-Bore à chaque extrémité du barreau (voir figure IV.2). Ces aimants permanents d'un diamètre de $\varnothing 6$ mm et d'une hauteur de 3 mm, développent un champ magnétique d'environ 40 kA/m pour une induction de 1,4 Tesla. Nos aimants décalent le point de fonctionnement du barreau au centre de la zone linéaire des courbes d'allongements.

Grâce à cette méthode, nous pouvons, en appliquant un champ magnétique sinusoïdal, décrire des cycles d'allongements uniquement dans le quadrant positif. Nous avons rendu la fonction magnétostrictive impaire. Elle suit à présent les formes d'onde du courant, il n'y a plus de doublement de fréquence (voir figure IV.45).

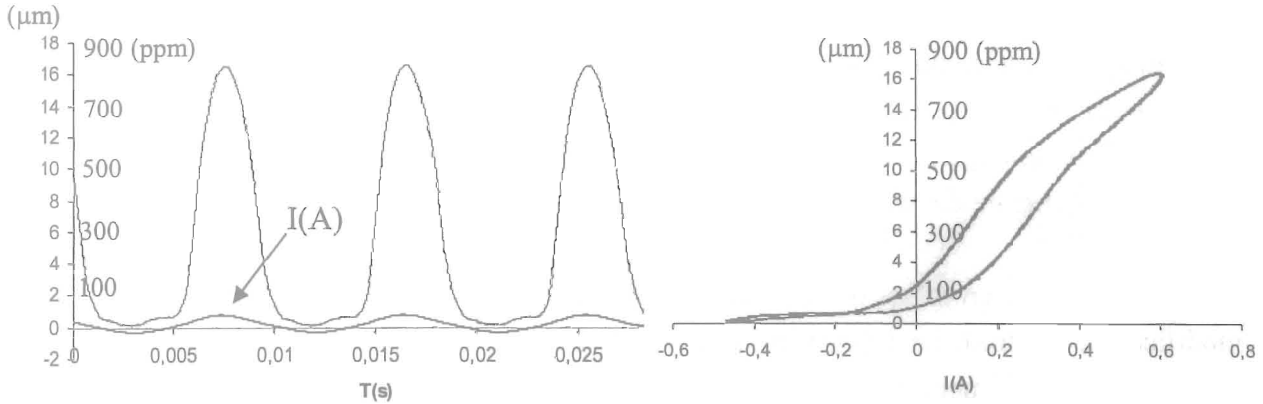


Figure IV.45: Illustration de l'ajout d'un champ statique (aimants) sur la magnétostriction.

Dans ce cas présent, si on augmente trop la valeur du courant appliqué, l'allongement du barreau retourne dans un fonctionnement sur les deux quadrants. On a alors à nouveau un doublement de fréquence. Il faut donc prendre garde à respecter les plages d'amplitudes autorisées par le déplacement du point de fonctionnement. La figure IV.46 illustre ce phénomène.

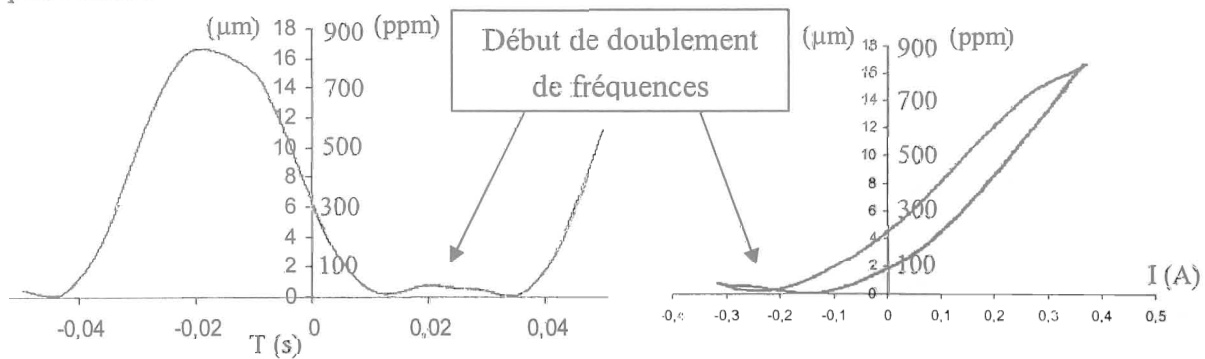


Figure IV.46: Illustration du doublement de fréquences.

Rappelons que par rapport à un signal de commande, où l'allongement doit suivre la réponse du champ, le doublement de fréquence peut causer des problèmes de fonctionnement.

Remarque : Sur la figure IV.46 nous pouvons voir que nous n'appliquons plus que 0,7 A sur la bobine d'excitation du barreau, à comparer aux ± 1 A nécessaires précédemment.

c) L'ensemble Aimants-Ressort

Comme sur la figure IV.24, les aimants permanents de polarisation imposent une modification du point de fonctionnement à un champ statique d'environ 11 kA/m. Ce nouveau point de fonctionnement est censé se trouver au milieu de la zone linéaire de la courbe hystérétique. Autour de celui-ci, le barreau va décrire des cycles d'allongements qui dépendent du champ magnétique H et de la précontrainte mécanique σ . La valeur nominale σ de fonctionnement donnée par Etrema est de 6,9 MPa (1 KSI). Nous avons vu dans la partie modélisation que l'évolution de l'allongement progresse jusqu'à une valeur maximale d'environ 12 MPa (valeur expérimentale obtenue par une étude ultérieure au LEG [GRO01]).

Remarque : Il faut, pour "charger" de cette façon un barreau magnétostrictif, être sûr que les appuis soient impeccables. Si la surface de contact n'est pas parfaitement plane, le matériau sera endommagé.

Nous avons imposé une marge de fonctionnement. La précontrainte mécanique a été arbitrairement fixée à 7,4 MPa. Et de ce fait, supérieure au nominal conseillé par Etrema, mais inférieure aux 12 MPa maximum. Ceci, dans le cas où une charge éventuelle viendrait encore augmenter cette précontrainte. Nous laissons donc une zone de sécurité pour permettre au matériau de s'allonger au maximum lorsque notre actionneur sera chargé.

Dans le cas d'un essai avec précontrainte mécanique et polarisation magnétique, nous obtenons la figure IV.47. Elle nous confirme le bon fonctionnement et le bon dimensionnement des différents composants. Nous sommes toujours dans la configuration de l'expérience de la figure IV.20 – p.132. Les allongements sont de l'ordre de 20 μm (soit 1000 ppm), pour un courant crête à crête de 0,5 A (à comparer aux ± 1 A qui nous donnaient des allongements de 16 μm).

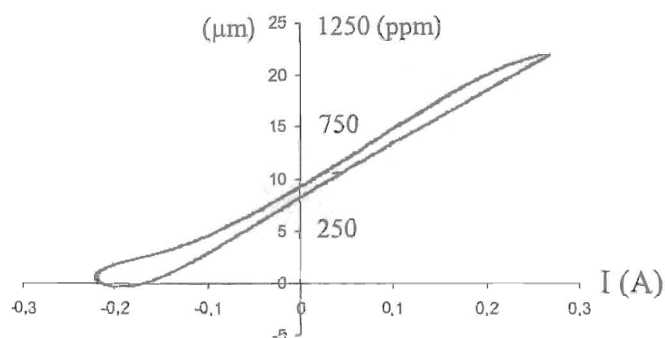


Figure IV.47: Allongement pour $f = 100$ Hz, $\sigma = 7,4$ Mpa.

Dans cette configuration, nous avons relevé des fonctionnements pouvant aller jusqu'à 30 μm , notamment à la première fréquence de résonance rencontrée à 88 Hz.

La figure IV.48 montre deux relevés d'un balayage en fréquence de l'impédance, et de la phase de la bobine d'excitation seule, puis avec le barreau magnétostrictif en guise de noyau. Sur ces courbes apparaît une fréquence de résonance, aux alentours de 200 kHz, qui est donc purement électrique.

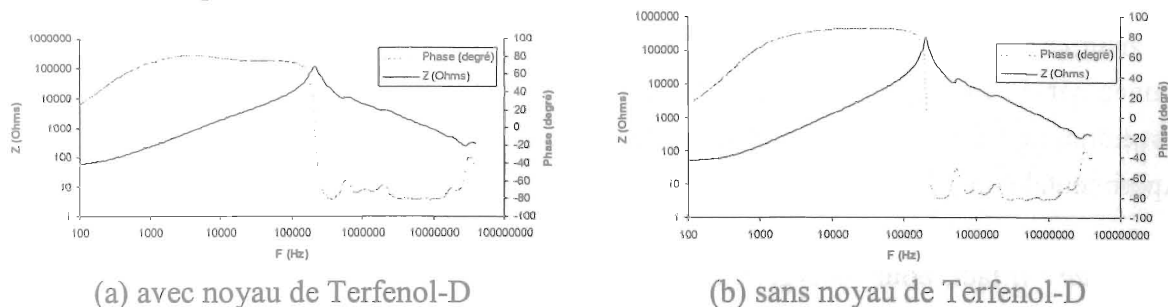


Figure IV.48: Relevés d'impédance en fonction de la fréquence.

Cette fréquence de résonance électrique est très élevée et ne devrait pas venir influencer le fonctionnement de notre actionneur. La résonance à 88 Hz est donc purement mécanique.

4.11.5. Etude de l'ensemble du prototype

a) Mesures de pas angulaire

Une fois le prototype monté comme sur les photographies de la page 113 ; avec le barreau, les aimants, la bobine d'un côté, le ressort de précontrainte de l'autre ; nous pouvons tenter de faire une étude de la rotation pour notre système complet. Les alimentations synchronisées des éléments sont les mêmes que celles présentées p.145-146 (bobine du barreau : 40 V , $\pm 0,8$ A ; électroaimants : 40 V , 1 A/- 0,5 A).

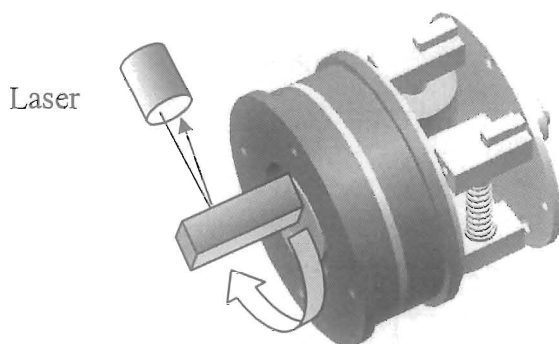


Figure IV.49: Méthode de mesure du pas angulaire/tangentiel.

La mesure tangentielle du pas angulaire se fait sur l'axe de la plaque tournante, qui rappelons le, et positionnée au milieu des deux électroaimants, et correspond à l'arbre de sortie de notre actionneur. Grâce à une pièce excentrée par rapport au centre de cet arbre, nous avons pu mesurer par interférométrie laser, les déplacements de l'arbre en rotation (figure IV.49).

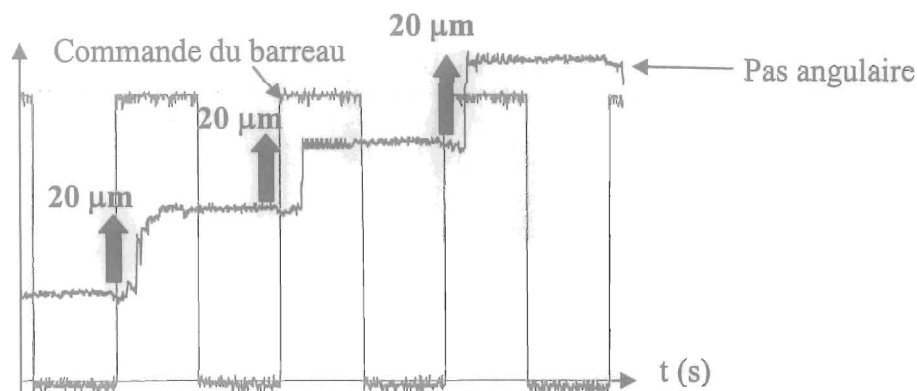


Figure IV.50: Mesure du pas angulaire/tangential pour $F = 10$ Hz.

Pour ce premier essai, à une fréquence de 10 Hz, nous relevons bien un fonctionnement en escalier. C'est l'hypothèse que nous avons avancée à la page 137. Les déplacements mesurés ici sont de l'ordre de $15 \mu\text{m}$. Lorsque la fréquence de fonctionnement augmente (figure IV.51), nous pouvons distinguer deux problèmes.

Le premier est que, visiblement, l'allongement du barreau semble diminuer lorsque la fréquence augmente. Cet effet était envisageable, puisque la fréquence, qui engendre un effet de peau, empêche la totalité du matériau à participer à l'élongation (voir page 133).

Le deuxième problème est plus critique. Bien que globalement, les pas cumulés évoluent dans le même sens de rotation, il semble y avoir un recul ou un glissement en arrière de la plaque tournante. Ce recul empêche l'exploitation optimale de l'élongation du barreau.

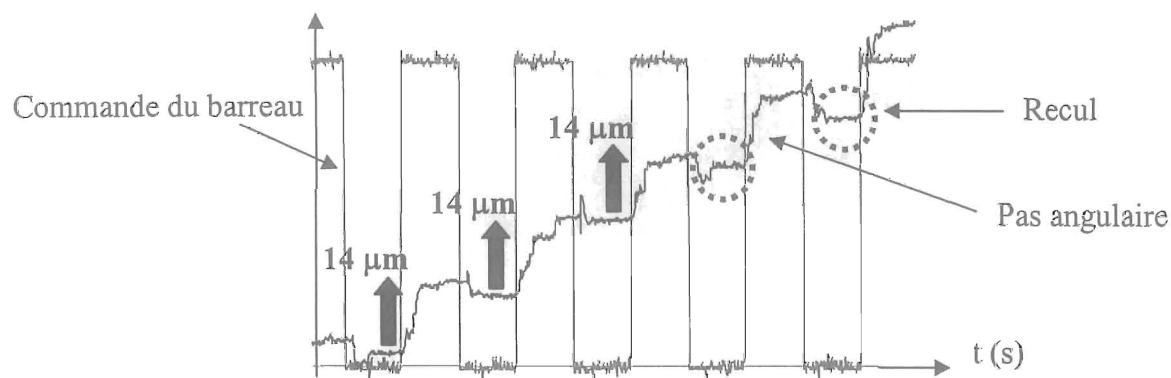


Figure IV.51: Mesure du pas angulaire pour $F = 50$ Hz.

Les deux problèmes constatés ci-dessus se poursuivent sur la figure IV.52, où la fréquence est passée à 125 Hz. En fait, la baisse de l'allongement est tout à fait logique, et il n'y a pas d'amélioration à apporter si l'on considère un matériau massif.

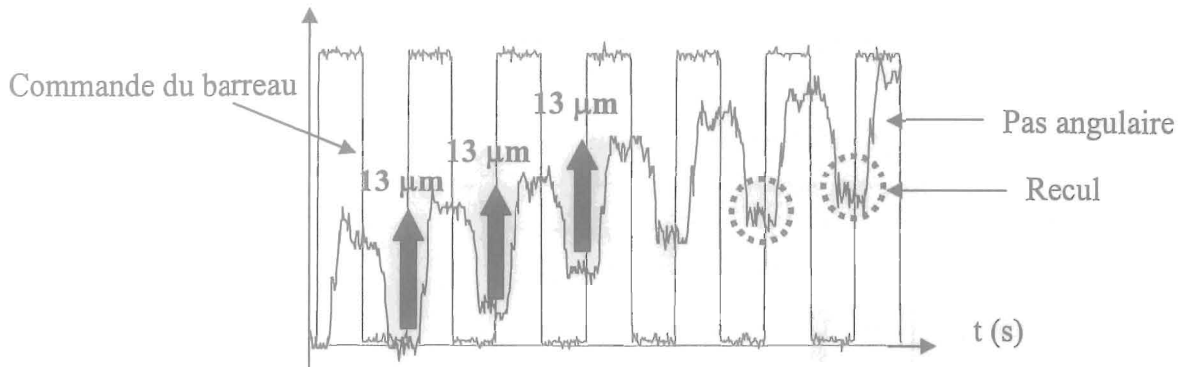


Figure IV.52: Mesure du pas angulaire/tangentiel pour $F = 125$ Hz.

La principale hypothèse, quant à ce recul, qui s'empire en fréquence, est qu'il doit y avoir un problème de synchronisation des composants. On s'aperçoit que les mouvements de la plaque tournante suivent sensiblement ceux du barreau. Il se pourrait alors fortement que l'électroaimant mobile tienne trop la plaque tournante, et l'entraîne avec lui dans ses allers retours successifs. C'est typiquement ce que nous voulions éviter par l'étude des électroaimants sous Flux-2D (voir page 140). En fait, la rémanence des deux systèmes de blocage nous cause cette baisse de performance, malgré la consigne négative que nous leur imposons pour les démagnétiser.

Pour essayer de mieux cibler d'où peut venir ce problème, nous avons entrepris une comparaison de mesures, entre l'arbre de sortie et le barreau lui-même (voir figure IV.53). Ces courbes décrivent l'évolution des allongements en fonction de la fréquence.

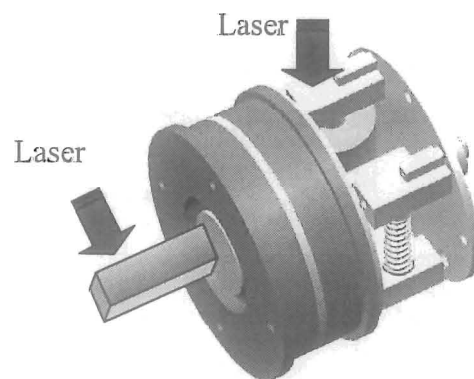


Figure IV.53: Comparaison des mesures d'allongements sur l'arbre et sur le barreau.

Ces mesures sont toujours effectuées par l'intermédiaire d'un interféromètre laser, comme sur la figure IV.52. La courbe pleine montre l'évolution de l'allongement du barreau. Nous constatons bien une baisse de celui-ci (de 20 à 15 μm) lorsque la fréquence augmente jusqu'à 250 Hz.

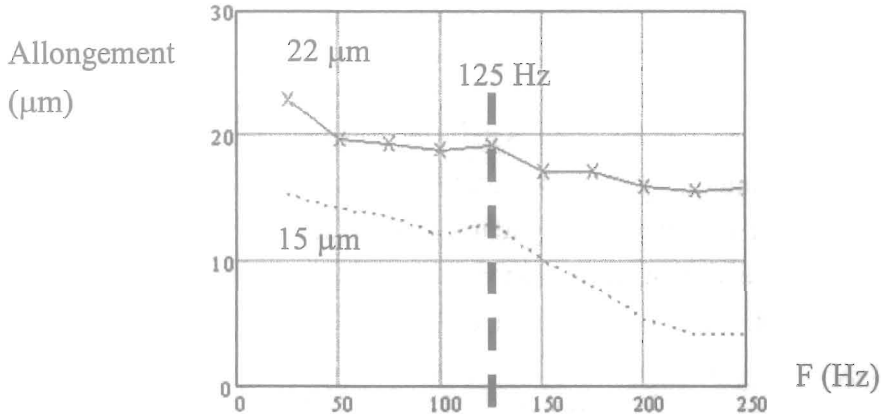


Figure IV.54: Evolution de l'allongement en fonction de la fréquence.

La courbe en pointillé représente la mesure du pas angulaire sur l'arbre de sortie. Nous pouvons y voir une baisse significative de l'allongement des pas, qui passe, à basses fréquences, de 22 μm pour le barreau, à 15 μm pour la plaque tournante, soit une baisse de 32%. L'écart entre les deux mesures reste sensiblement constant, jusqu'à une fréquence de 125 Hz, à partir de laquelle, les pas angulaires de la plaque tournante semble chuter d'avantage, pour atteindre 5 μm vers 200-250Hz.

Nous pourrions imputer cette baisse brutale d'allongement au fonctionnement des électroaimants. Comme nous l'avons émis précédemment, leur rémanence devrait être la cause d'un dysfonctionnement en fréquence. 125 Hz semblerait être alors une limite de fonctionnement optimal. Mais cela explique-t-il pleinement ce phénomène ?

Regardons sur la figure IV.55, la réponse de la forme de l'allongement du barreau.

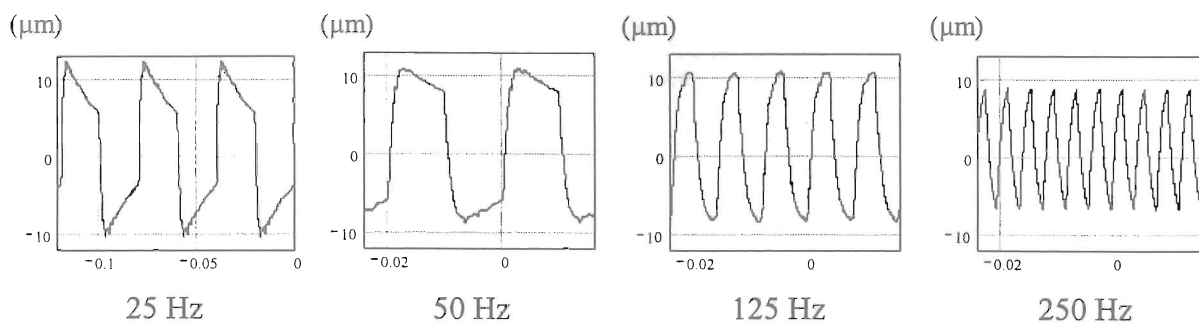


Figure IV.55: Evolution de l'allongement du barreau en fonction de la fréquence.

Les réponses de la forme de cet allongement semblent varier énormément par rapport à la fréquence, et passent d'une allure plutôt carrée à une allure triangulaire.

Etant donné que nous avons un système inductif, et que nos alimentations sont limitées en courant, les créneaux de commande sont déformés. Vu que les allongements du barreau magnétostrictif suivent les formes d'ondes du courant, cela explique la forme des mesures de la figure IV.55 sont amplement justifiées.

Rappelons à ce niveau, que les organes actifs de notre système sont pilotés par des commandes carrées synchronisées. Le fait de modifier un signal de commande, que ce soit sur la phase ou la forme, peut causer une désynchronisation de l'ensemble. C'est ce que nous constatons ici. La forme de l'allongement du barreau change, et les électroaimants ne sont plus actifs au bon moment. Cette explication est très plausible pour expliquer le recul de la plaque tournante.

Il y a donc deux causes expliquant la baisse brutale de la mesure à partir de 125 Hz : La rémanence des électroaimants, et la modification de la forme d'allongement du barreau. Ces deux phénomènes limitent considérablement l'utilisation de notre actionneur en fréquence.

Nous avons tenté ci-dessus d'expliquer le problème de la chute de la mesure à partir de 125 Hz. Mais nous pouvons voir, sur la figure IV.54, un autre problème. Nous avons un écart constant entre les deux allongements relevés. D'où vient cet écart? Essayons de le déterminer en mesurant la chaîne de transmission du mouvement, du barreau, à la plaque tournante.

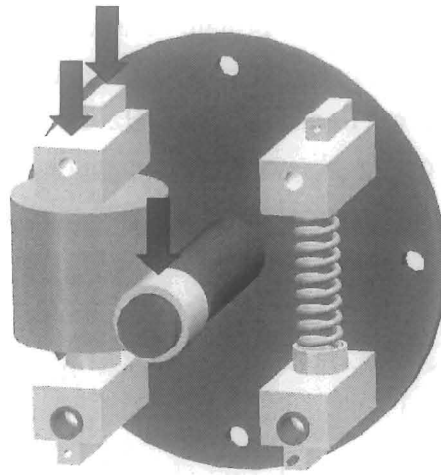


Figure IV.56: Différents points de mesures sur le prototype.

Sur la figure IV.56, les flèches représentent les mesures effectuées par interférométrie laser.

Une mesure, sur l'extrémité du support, vérifie un allongement du barreau à $22 \mu\text{m}$. C'est une valeur à laquelle nous nous attendions, puisque nous l'avons déjà visualisée. Par contre, une mesure toujours sur le support, mais cette fois ci, près du flasque, nous a révélé un allongement de $20 \mu\text{m}$. Cette estimation met tout de suite en évidence la flexibilité du support. Les supports et les deux flasques sont en Dural. Ce matériau s'avère flexible, et nous cause une perte de $2 \mu\text{m}$ d'allongement, soit 10% de pertes.

Une seconde mesure (figure IV.57) met en évidence le comportement de la bague bronze. Rappelons le, la bague bronze joue l'interface entre les deux flasques. Elle est positionnée sur l'axe du flasque fixe et fait office de roulement.

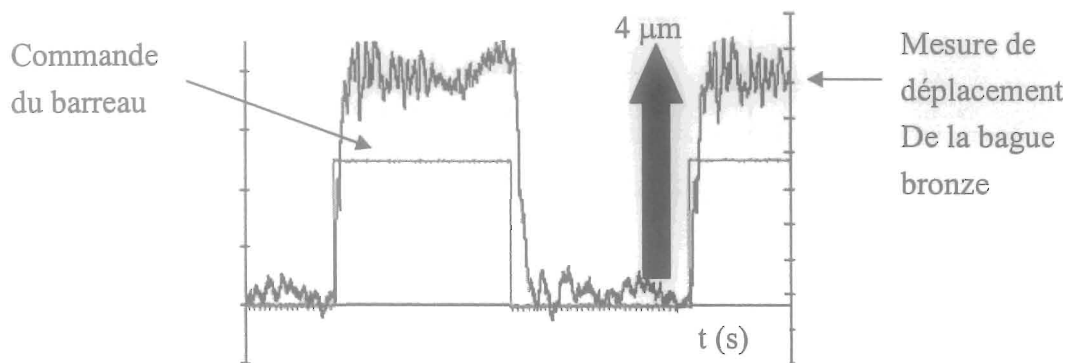


Figure IV.57: Visualisation des jeux dans la bague bronze.

Nous comparons sur cette figure, l'allongement du barreau par rapport au mouvement vertical de l'arbre. Nous nous apercevons qu'il y a un mouvement de $4 \mu\text{m}$ qui suit la commande du barreau. La bague bronze est donc le siège d'un jeu, qui nous coûte 20% de pertes supplémentaires.

En résumé, un dysfonctionnement est constaté pour l'utilisation en fréquence. On impute cela à la modification de la forme de l'allongement et à la rémanence des électroaimants.

On constate également une baisse des performances dues à la chute de l'allongement du barreau en fonction de la fréquence. Nous avons aussi des pertes constantes dues à la flexibilité des supports et aux jeux dans la bague bronze. Ces pertes (d'environ 30%) font que l'on se retrouve avec $15 \mu\text{m}$ de pas angulaire sur l'arbre, par rapport au $20 \mu\text{m}$ disponible sur le barreau.

Remarque : Après un balayage fréquentiel des allongements, nous constatons que les fréquences de résonances ne sont plus visibles. La masse inertielle, qui correspond à l'ensemble "flasque mobile - électroaimant mobile", les amortit vraisemblablement.

b) Vitesse de rotation

Nous avons établi, dans un premier temps, la vitesse de rotation du prototype, à vide, en tours par minutes, représentée sur la figure IV.58, en fonction de la fréquence. Nous obtenons, par une mesure à l'aide d'un chronomètre, la courbe en trait plein. Nous nous attendions plutôt à trouver une réponse en forme de droite, représentative de l'évolution en marche d'escaliers (voir p.155, 137). Au lieu de cela, nous mesurons une courbe parabolique.

Cette mesure semble assez incertaine. En effet, il aurait été beaucoup plus logique de trouver une courbe avec une saturation de la vitesse, comme sur la courbe supposée réelle, figure IV.26.

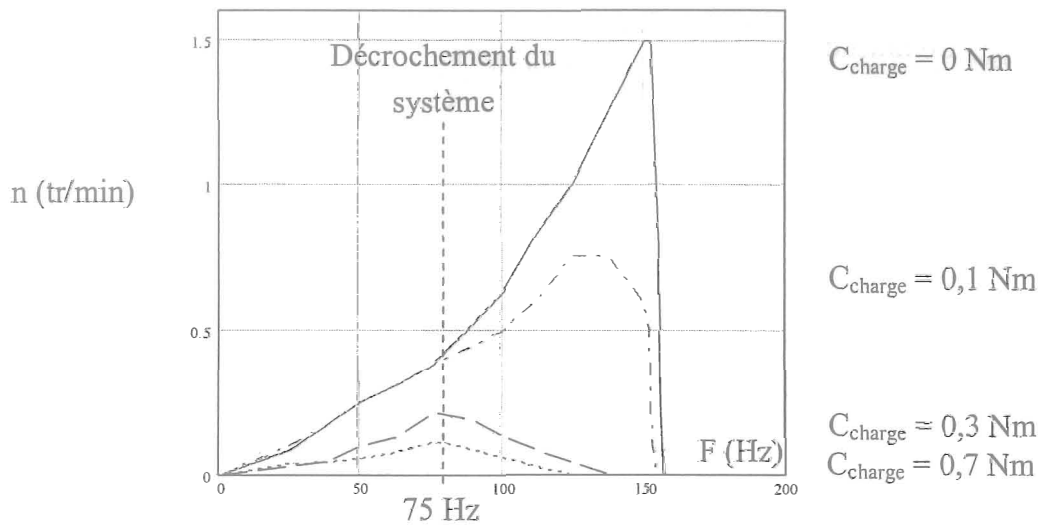


Figure IV.58: Vitesse de rotation de l'actionneur en fonction du couple résistant.

Le prototype fonctionne donc jusqu'à la fréquence limite de 150 Hz. Au dessus de cette valeur, la mécanique ne suit plus, et la rotation chute brutalement. La vitesse maximale de rotation, atteinte pour un fonctionnement à vide, est de 1,5 tr/min.

Nous avons tenté par la suite, de visualiser le comportement de la vitesse de rotation, en fonction d'un moment d'inertie sur notre prototype. Pour cela, nous avons suivi l'expérimentation de la figure IV.29 - p.139. Des poids sont disposés sur un disque d'inertie solidaire de l'arbre de sortie. Nous avons effectué trois relevés pour des couples résistants de 0,1 - 0,3 et 0,7 Nm. Ces courbes ont mis en évidence une fréquence à partir de laquelle, le prototype semble perdre de la vitesse. A 75 Hz, en effet, l'actionneur semble décrocher lorsqu'il est chargé. Pour un couple de 0,1 Nm, la vitesse continue à augmenter jusqu'à la limite de la mécanique, mais pour des couples plus importants, cette fréquence semble être l'optimale de fonctionnement. Nous avons pu, de la même manière, mesurer le couple maximum dynamique du prototype à 3 Nm.

Remarque : Nous avons précisé à la page 155, que l'allongement du barreau diminue avec l'augmentation de la fréquence. Alors comment la rotation peut elle progresser ? Et bien le taux de rotation reste toujours positif malgré ce phénomène. Il passe de $\tau = 550$ (soit $22 \mu\text{m} \times 25 \text{ Hz}$), à $\tau = 3750$ (soit $15 \mu\text{m} \times 250 \text{ Hz}$).

Remarque : Comme nous avons pu le voir sur la figure IV.58, la courbe de la vitesse de rotation à vide n'est pas conforme à nos attentes. Il faut savoir que les réglages de fonctionnement sont assez fins. Notamment l'entrefer entre les deux électroaimants. Cet entrefer, rappelons le, a été établi pour permettre une meilleure désaimantation du dispositif de blocage. Ainsi, en fonction de ce réglage, différents modes propres mécaniques auraient pu être générés sur nos électroaimants. Des phénomènes vibratoires, qui viendraient se superposer à la rotation, expliqueraient grandement le relevé de la vitesse à vide. En charge, les masses inertielles doivent atténuer cette forme d'emballement. Nous avons pu d'ailleurs relever, sur la figure IV.59, une courbe de vitesse à vide, par interférométrie laser, qui correspond mieux à nos espérances.

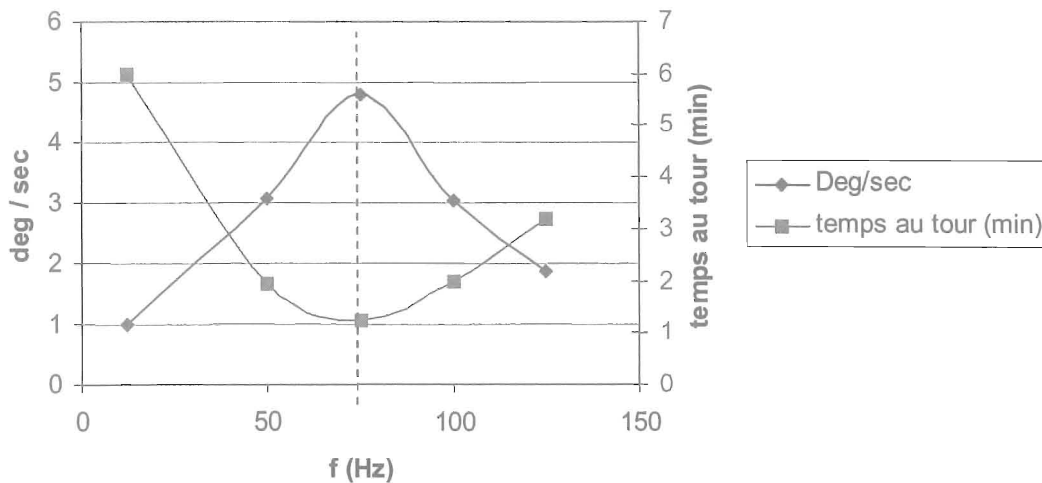


Figure IV.59: Evolution de la vitesse de rotation à vide en fonction de la fréquence de fonctionnement.

Nous avons mesuré cette courbe par interférométrie laser, suivant l'expérience de la figure IV.49. Son allure se rapproche plus des relevés en charge, avec un optimum et une décroissance plus douce que sur la figure IV.58. La vitesse limite de fonctionnement est toujours de 1,5 tr/min, à la fréquence remarquable de 75 Hz. Notre barreau de 20 mm de longueur, donnant un allongement d'environ $20 \mu\text{m}$, propose donc sur l'arbre de sortie de $\varnothing 20 \text{ mm}$, une vitesse de rotation de $4,8^\circ/\text{s}$, pour la fréquence de 75Hz.

c) Couple du prototype

La figure IV.60 représente l'évolution du couple moteur de notre prototype. Elle est issue des relevés de la figure IV.58, où nous avons réalisé des tests de vitesses en fonction de plusieurs moments d'inertie. Nous avons pris la valeur maximale de la vitesse de chaque courbe, en fonction du couple résistant imposé.

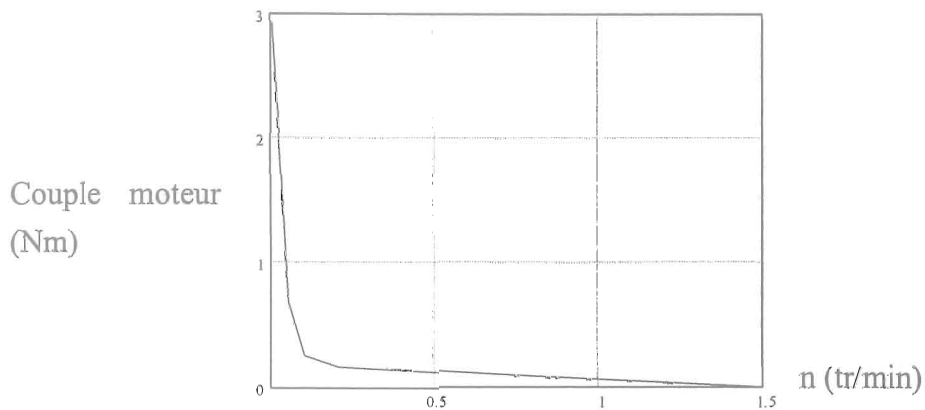


Figure IV.60: Couple moteur du prototype.

Le couple de tenue à l'arrêt dépasse les 4 Nm. Le couple limite dynamique est de 3 Nm. Nous pouvons remarquer que l'allure de cette courbe correspond à celle de la force relevée sous Flux-2D à la figure IV.35.

d) Rendement du prototype

D'après les relevés des figures IV.38-40 nous pouvons établir une représentation de la puissance de notre actionneur. La figure IV.61 montre une description des puissances temporelle et moyenne absorbées par l'ensemble du prototype.

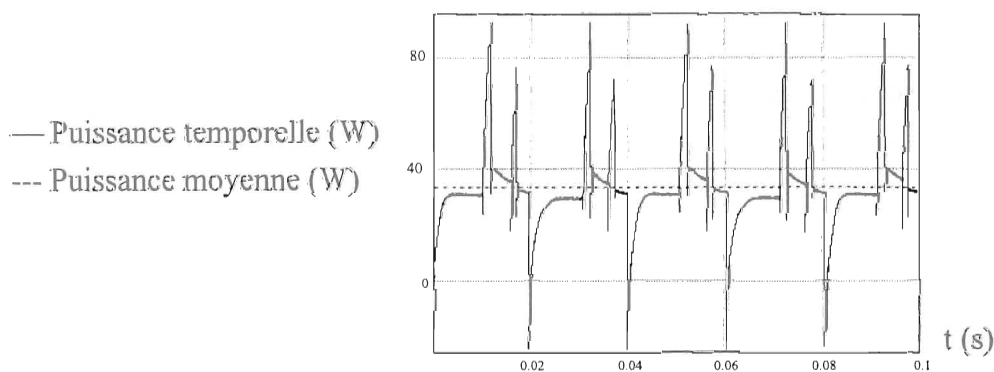


Figure IV.61: Illustration de la puissance absorbée par l'actionneur.

La courbe de puissance temporelle est issue de la multiplication des courants et des tensions absorbés par la bobine d'excitation et les deux électroaimants. La puissance moyenne, correspond à la moyenne de ce signal, elle est de 35 W. Ces relevés ne varient pas en fonction de la charge ni de la fréquence. La valeur moyenne du signal reste toujours identique. Le réglage se fait sur les alimentations. Si le barreau est chargé, il ne demandera pas plus de puissance. Même réflexion pour le dispositif de blocage, s'il y a friction entre les électroaimants et la plaque tournante, la consommation restera identique.

Voici à présent, sur la figure IV.62, une représentation des pertes Joules dans la bobine d'excitation du barreau et dans les électroaimants, évaluées sous Flux-2D.

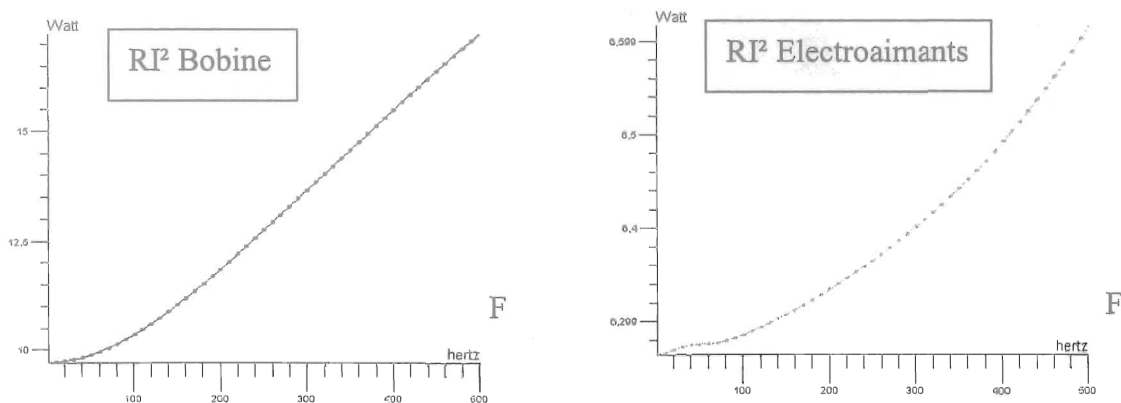
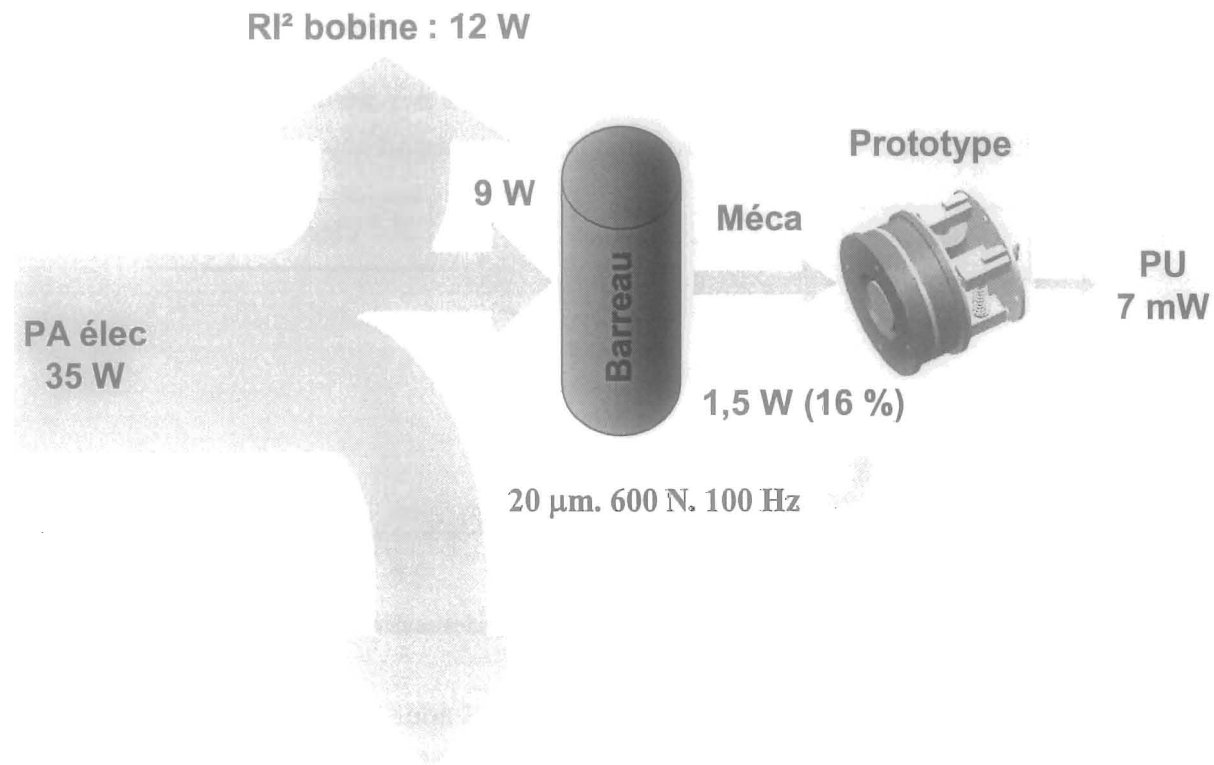


Figure IV.62: Relevés des pertes Joules sous Flux-2D.

En statique, nous pouvons évaluer l'ensemble des pertes Joules du système à 22 W. C'est la somme des pertes relevées sur la figure IV.62 à fréquence nulle. Soit 9 W pour le barreau et 13 W pour les deux électroaimants (à comparer au 25 W calculé par la méthode RI^2). Alors pourquoi ce comportement des pertes ? On s'aperçoit qu'elles évoluent en fonction de la fréquence. Si l'on regarde ce qui peut varier dans l'équation de la résistance $R = \rho \cdot L / S$, où ρ est la résistivité, L la longueur du câble, il ne peut y avoir que la surface S , puisque les résolutions n'ont pas pris en compte la thermique. S varie donc à cause de l'effet de peau. Si l'on considère que la résistivité du cuivre peut varier, on pourrait alors estimer sa variation en fonction de la température de 30 à 50%.

Nous pourrions, comme nous l'avons fait dans le paragraphe 4.10.1, employer des ferrites pour remplacer l'acier et réduire les effets de ces pertes. Le feuilletage serait aussi une solution.

Exprimons à présent le rendement du prototype, donné pour être $\eta = \frac{P_u}{P_a}$. P_u est la puissance utile définie par $P_u = C.\Omega$, où C représente le couple résistant appliqué sur l'arbre de sortie, et Ω la vitesse de rotation correspondante en radian par seconde. En fonction de cette donnée, nous pouvons établir un bilan énergétique de notre actionneur.



RI² Electroaimants : 13 W

Figure IV.63: Bilan énergétique du prototype.

Comme nous l'avons vu précédemment, la puissance active absorbée par l'ensemble de notre prototype est de 35 W. Nous considérons ici, que les pertes Joules sont les plus significatives. Nous pourrions également inclure les pertes par courants de Foucault, qui évoluent avec le carré de la fréquence. Elles devraient être, dans notre cas, assez faibles, puisque que notre plage de fréquences n'excède pas 150 Hz.

Les électroaimants sont le siège de 13 W de pertes. La bobine du barreau présente 12 W de pertes Joules. Ceci fait que l'on ne se retrouve plus qu'avec 9 W de puissance utile des 21 W absorbés par le barreau.

Mécaniquement, notre barreau de Terfenol-D nous fournit 20 µm d'allongement et une force $F = 600$ N, à une fréquence d'environ 100 Hz, soit 1,5 W.

Les 1,5 W représentent donc la puissance mécanique fournie par le barreau, soit 16 % des 9 W disponibles.

Remarque : Théoriquement, le couplage magnéto-mécanique du Terfenol-D avoisine les 75 % (voir tableau IV.1- facteur de puissance). Nous ne trouvons ici que 16 %. Il est à remarquer que nous n'avons pas positionné de circuit magnétique. C'est un système qui alourdirait notre prototype, et qui n'apporterait que 5 % d'amélioration (source Cedrat recherche).

Une fois que nous déduisons toutes les autres pertes mécaniques, nous obtenons une puissance mécanique utile de 7 mW sur l'arbre de notre prototype.

La puissance utile maximale disponible est issue de la mesure du couple et de la vitesse des figures IV.58-60. Nous donnons enfin, sur la figure IV.64, l'évolution du rendement de notre prototype en fonction de la vitesse de rotation. Ce rendement présente un optimal de $\eta_{\max} = 0,02$ % à une vitesse de 0,79 tr/min.

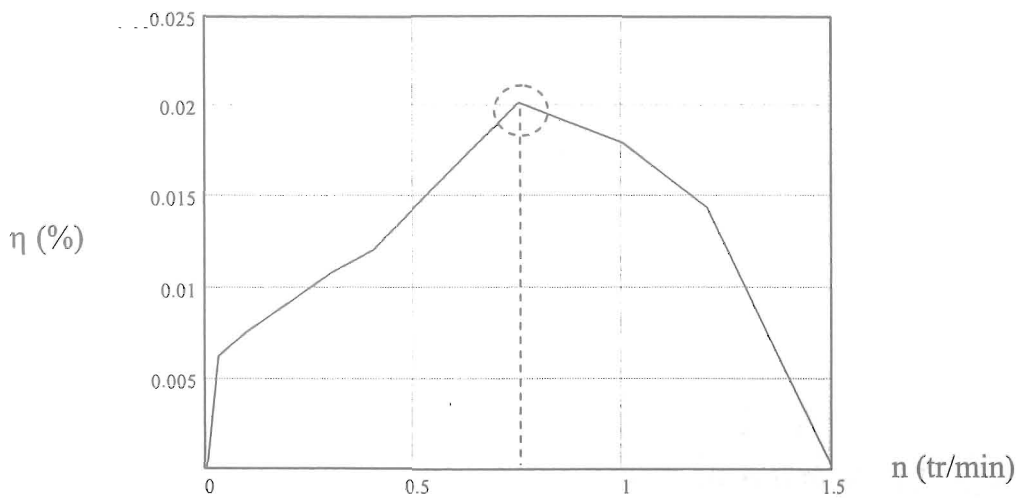


Figure IV.64: Rendement du prototype.

Nous pouvons de plus, préciser que le couple massique de notre prototype est alors de $1,4 \text{ Nm.kg}^{-1}$. Soit 510 g pour un couple de 0,7 Nm.

4.12. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une nouvelle évolution de notre actionneur rotatif magnétostrictif. Cet actionneur a pour principe de transformer un mouvement linéaire en mouvement de rotation. Nous avons mis en évidence les différents composants qui rentrent en compte dans le fonctionnement du système. Le barreau magnétostrictif de Terfenol-D en est la principale partie active. Au travers d'une modélisation analytique, nous avons essayé d'expliquer un peu mieux quels étaient les phénomènes qui entraînent en jeu dans le comportement de ce barreau, ce qui nous a permis d'avoir une vision plus claire pour cibler quelles devaient être les valeurs optimales à appliquer, soit la précontrainte et le champ magnétique.

Nous sommes parvenus à des résultats intéressants et encourageants. Des vitesses de l'ordre du tour par minute ont été atteintes avec un couple dynamique maximum de 3 Nm (environ 3,5 kg sur l'arbre moteur) à très faible vitesse. A l'arrêt complet, le couple de maintien atteint 4Nm.

Ces dernières expériences nous ont permis de vérifier la véracité de nos choix, quant à la faisabilité de notre actionneur.

Bien sûr, ces caractéristiques demandent à être améliorées, notamment, la fonctionnalité des électroaimants. L'évolution géométrique que nous proposons permettrait d'augmenter le couple et la montée en fréquence. Une autre possibilité serait l'emploi de ferrites pour remplacer l'acier qui éliminerait un maximum de pertes par courants de Foucault.

Rappelons à présent les caractéristiques générales de notre prototype.

Dimensions	Ø 55 – L 45 mm
Masse	510 g
Vitesse maximale à vide	1,5 tr/min
Couple maximale dynamique	3 Nm (à 0,02 tr/min)
Couple de blocage	4 Nm (statique)
Puissance absorbée	35 W
Couple Massique	1,4 Nm.kg ⁻¹
Rendement	0,02 %

Références

1. [BOD01] C. Body, "Modélisation des couches magnétostrictives, application aux microsystèmes". Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble, thèse, Avril 1996.
2. [BOL01] S. Chikazumi, Physics of magnetism, John Wiley ans sons, Inc, 1996.
3. [BOZ01] M. Bozorth et J.C. Walker, "magnetic crystal anisotropy and magnetostriction of iron-nickel alloys", Phys. Rev, 89 (1953) p.624.
4. [BRI01] P. Brissonneau, "Magnétisme et matériaux magnétiques pour l'électrotechnique", Hermes, 1997.
5. [BRO01] W.F. Brown, "principes de ferromagnétisme", monographie Dunod, Paris, 1970.
6. [CAL01] F.T. Calkins and A.B. Flatau, Aerospace Engineering and Engineering Mechanics Departement, Iowa State University, Ames, IA 50011.
7. [CAL02] F.T. Calkins and A.B. Flatau, Aerospace Engineering and Engineering Mechanics Departement, Iowa State University, Ames, IA 50011, R.C. Smith, Department of Mathemacis, Aerospace Engineering and Engineering Mechanics Departement, Iowa State University, Ames, IA 50011, "An energy-Based hysteresis model for magnetostrictive Transducers", 1997.
8. [CHI01] S. Chikazumi, Physics of magnetism, John Wiley ans sons, Inc, 1964, p.231.
9. [DAP01] M.J. Dapino, A.B. Flatau, AEEM Department, Iowa State University, Ames, R.C. Smith, center for reseach in scientific comportation, North Carolina State University, Raleigh, NC 27695, "An active and structural strain model for magnetostrictive transducers", 1998.
10. [DAP02] M.J. Dapino, A.B. Flatau, AEEM Department, Iowa State University, Ames, R.C. Smith, center for reseach in scientific comportation, North Carolina State University, Raleigh, NC 27695, "A structural magnetic strain model for magnetostrictive transducer", 1998.
11. [ETR01] ETREMA commercial datasheets, Ames, IO, (US), www.etrema-usa.com, March 2000.
12. [FLA01] A.B. Flatau, M.J. Dapino, F.T. Calkins, Aerospace Engineering and Engineering Mechanics Departement, Iowa State University, Ames, Boeing information, Space and defense systems, Phantom works, Seattle WA 98124-2499, "High bandwidth

- turnability in a smart vibration absorber", SPIE Smart Structure and Materials, Conf. Paper # 3329-19/ 3324-42, 1998.
13. [GTI01] Gansu Tianxing Rare Earth Functional Materials, Co Ltd, www.txre.net/eng/indexe.htm.
 14. [GEO01] G. Trouvetou, "La magnétostriction c'est vraiment super marrant!", Manuel de Géo Trouvetou, Disney Walt, ed. ISBN, 1997.
 15. [GRO01] L. Gros, "Modélisation, conception et caractérisation de pots vibrants magnétostrictifs, Application au contrôle actif des vibrations", Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble, thèse, Juin 1999.
 16. [JIL01] D.C. Jiles, "Introduction to magnetisme and magnetic material", Chapman and Hall, 1991.
 17. [JIL02] D.C. Jiles et L. Atherton, "Ferromagnetic Hysteresis", IEEE Trans. Magn., MAG - 19(5), p. 2183-2185, 1983.
 18. [JIL03] D.C. Jiles et L. Atherton, "Theory of ferromagnetic hysteresis", Journal of magnetism and Magnetic Materials, vol. 61, p. 48-66, 1986.
 19. [JIL04] D.C. Jiles, J. Thoelke, M. Devine, "Numerical determination of hysteresis parameters for the modeling of magnetic properties using the theory of ferromagnetic hysteresis", IEEE Trans Magnetic, Vol. 28, p 27-35, Janvier 1992.
 20. [KEL01] R. Kellogg, A.B. Flatau, "Blocked force investigation of a Terfenol-D transducer", Aerospace Engineering and Engineering Mechanics Departement, Iowa State University, Ames, SPIE's 6th Annual International Symposium on smart and Materials, March 1999, paper # 3668-19.
 21. [SMI01] R.C. Smith, "Modeling techniques for magnetostrictive actuators", Nasa, 1997.
 22. [SMI02] R.C. Smith, Craig L. Hom, "A domain wall theory for ferromagnetic hysteresis", Nasa, advanced technology center, 1999.
 23. [SMI03] R.C. Smith, "A nonlinear physics-Based optimal control method for magnetostrictive actuator", Nasa / CR -1998- 206905, Icase report N. 98-4, 1998.
 24. [SMI04] R.C. Smith, "Inverse compensation for hysteresis in magnetostrictive transducers", Nasa, 1998.
 25. [SMI05] R.C. Smith, "A domain wall model for ferroelectric hysteresis", Nasa, 1999.
 26. [WEI01] R. Weiss, Journal de physique, vol. 6, p.661, 1907.

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES



Conclusion générale et Perspectives

Ce sujet a été orienté par une prospective de la DGA sur les nouveaux actionneurs électro-actifs, il fait également partie d'un projet européen nommé MESA. Plus précisément, il s'agit d'une étude de faisabilité de nouveaux actionneurs rotatifs, fort couple basse vitesse, afin de proposer des solutions innovantes pour remplacer soit des actionneurs électriques classiques, soit des actionneurs hydrauliques dans des applications spécifiques comme l'aéronautique par exemple.

Il s'avère que les principes d'actionneurs à magnétostriction génèrent des couples importants, tout en présentant un volume et un poids très inférieurs aux systèmes classiques. De plus, ils s'affranchissent des réducteurs de vitesse que l'on adjoint habituellement aux moteurs électriques.

Nous avons présenté, dans une première partie, les phénomènes qui entrent en jeu dans l'aimantation des corps, et qui sont le fondement de la compréhension de la magnétostriction. Par la suite, nous avons exposé les effets les plus remarquables qui mettent l'accent sur les caractéristiques actives et donc attractives de ces matériaux. Nous avons poursuivi en faisant la comparaison de quelques composés, au milieu desquels se dégagent les matériaux à magnétostriction géante. Ces matériaux, qui sont aujourd'hui les plus étudiés, présentent les caractéristiques les plus intéressantes en matière d'allongements et de forces développées.

La deuxième partie, quant à elle, expose les différents enjeux économiques débouchant sur l'étude des systèmes et des matériaux actifs dont les matériaux magnétostrictifs. Nous y insistons sur le fait que cette prospective semble intéresser bon nombre de nations, et pourrait être à la base des prochaines révolutions technologiques. C'est dans un souci de comparaison que nous y avons également énoncé quelques éléments actifs, en faisant le point sur les différents avantages et inconvénients de chacun. Ceci pour faire ressortir le fait que les composés magnétostrictifs, grâce à leurs relativement grands déplacements et à la force qu'ils développent, répondent le mieux à nos attentes. Une étude bibliographique sur ce sujet, a mis en évidence les réalisations déjà effectuées dans le cadre des actionneurs rotatifs magnétostrictifs. La plupart de ces actionneurs sont produits par la NASA ou la NAVY, et leurs réelles caractéristiques demeurent secrètes. Pourtant, il ressort de leur fonctionnement une extrême complexité de mise en œuvre.

La troisième partie de ce travail présente notre première réalisation d'actionneur rotatif magnétostrictif. Il s'agit d'un système qui utilise une spirale active de Fer-Cobalt. Cette spirale, traversée par un champ magnétique, se déforme comme un ressort, que l'on tord puis que l'on relâche. Nous y avons expliqué brièvement les caractéristiques du matériau et la raison de son emploi. Il se révèle en effet moins coûteux et plus facilement magnétisable que d'autres matériaux. Les déformations honorables de ce composé et la conception simple et innovante du système et de la spirale n'ont malheureusement pas permis d'atteindre les performances que nous espérions. Notamment le couple développé par la spirale elle-même, qui n'était pas suffisant. Des modélisations des phénomènes magnéto-élastiques, grâce aux logiciels éléments finis Flux-3D et Atila, nous ont permis de visualiser plus nettement le comportement réel du système actif. La conclusion de ces travaux nous amène à penser que la rotation espérée se transforme en flambage, lequel croît en cas de charge supplémentaire. Cet épisode reste en suspend, et les perspectives d'évolutions nous confortent dans le fait que ce présent principe est viable et intéressant.

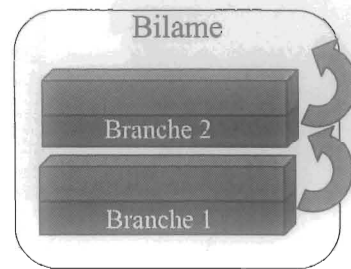
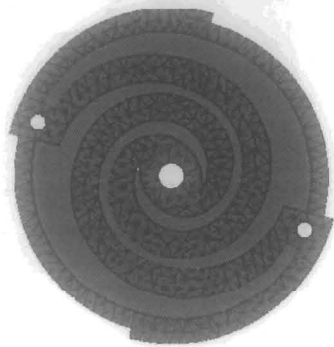
Il ressort néanmoins de ce premier prototype une bonne expérience des problèmes de conception de ces actionneurs. Comme la réduction, au maximum, de tous les jeux qui pourraient noyer les déplacements micrométriques, et l'importance capitale d'une surface d'appui parfaitement planaire pour nos électro-aimants. De plus, la conception modulaire de ce principe nous a permis de rebondir facilement sur une nouvelle réalisation.

La quatrième et dernière partie traite de l'évolution de notre actionneur rotatif magnétostrictif. Dans la littérature, les réalisations magnétostrictives linéaires sont nombreuses, et ont fait leurs preuves. Nous y exposons donc un prototype qui présente la transformation d'un mouvement linéaire en mouvement rotatif, à l'aide d'un barreau magnétostrictif de Terfenol-D. Ce barreau, précontraint mécaniquement et pré-polarisé magnétiquement, devrait présenter les caractéristiques que nous recherchons. C'est pour cette raison, et par une limitation des logiciels existants à prendre en compte les non linéarités, ainsi que pour un souci de compréhension plus poussée des phénomènes mis en jeu, que nous avons entrepris dans la suite de ce chapitre, une méthode de calcul analytique, héritée des nombreuses publications et théories de base de Jiles et Atherton sur la modélisation des systèmes hystérétiques.

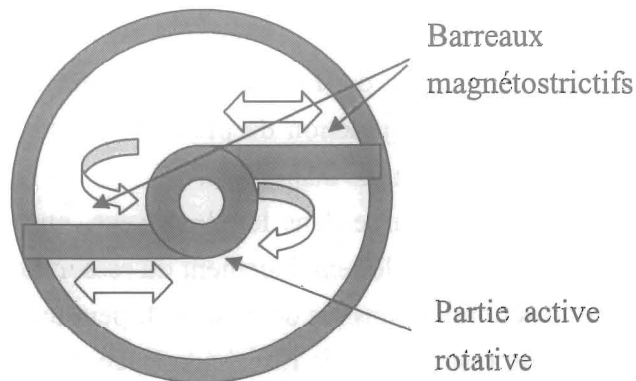
Par la suite, nous montrons le comportement du barreau magnétostrictif en présence d'un champ statique et pour diverses précontraintes mécaniques. Ces essais mettent en évidence le besoin de ces précontraintes, pour un gain de consommation, d'allongement, et de force. Nous avons pu également établir des relevés de vitesses et de couples sur notre actionneur. Le couple maximum est actuellement de 3 Nm à très faible fréquence, et la vitesse maximum de rotation de 1,5 tr/min.

Ces premiers résultats ne sont certes pas fabuleux, mais très acceptables. Les limitations montrent la faisabilité d'un tel système, et les perspectives d'évolutions nous laissent espérer un gain de performances non négligeable.

Du point de vue des perspectives d'évolutions des travaux présentés, un premier raisonnement sur la spirale de Fer-Cobalt nous permettrait sans doute de résoudre son problème de flambage. Le complément de la structure, par un matériau à coefficient de dilatation différent, serait un moyen pour obtenir une vraie rotation. Ce fonctionnement se rapproche, dans la théorie, du fonctionnement d'un bilame thermique.

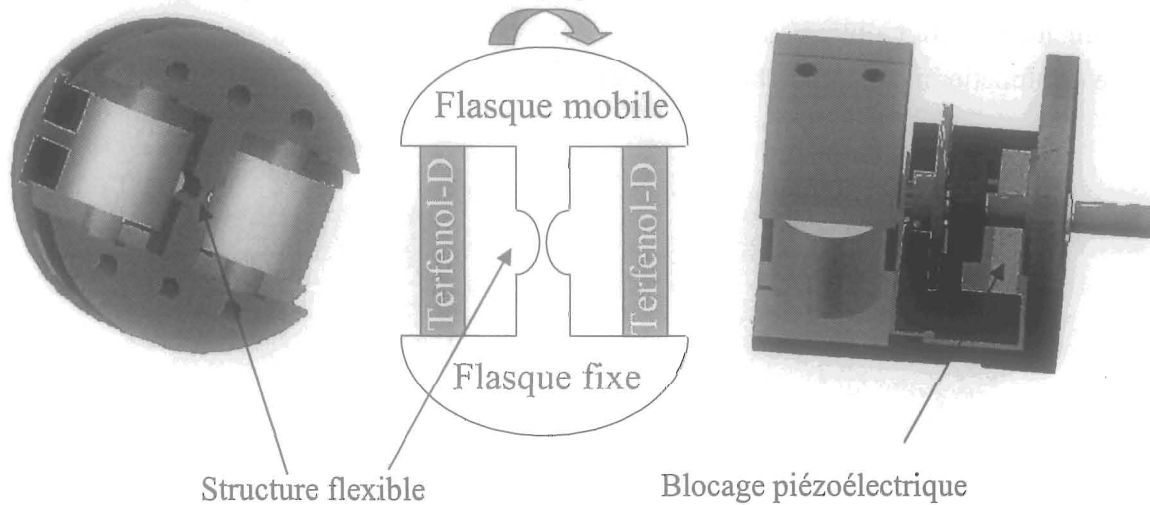


Une autre solution, pour garder à peu près la même géométrie, serait de remplacer les branches de la spirale par deux barreaux excentrés. Ces deux barreaux, en s'allongeant, feraient tourner réellement le centre. Il faut en quelque sorte, réduire la longueur angulaire de la spirale.



Sur les deux prototypes proposés, le problème des électroaimants limite le fonctionnement global du système. L'évolution présentée dans le chapitre 4 constitue un moyen d'améliorer les performances. L'emploi de ferrites, de matériaux liés ou de tôles laminées, en remplacement de l'acier utilisé, permettrait de s'affranchir des pertes d'hystérésis, et la montée en fréquence serait plus aisée. La technique de répartition des spires sur la surface de l'électroaimant a pour but de réduire la réluctance du chemin magnétique. Cette géométrie joue également sur l'augmentation de la montée en fréquence, puisque le matériau est alors supposé se

démagnétiser plus rapidement. Le gain obtenu pourrait être compensé par une possibilité d'augmentation du champ dans la structure, et donc de la force de tenue en friction des pinces. Une autre solution, que nous avons également suggérée dans le manuscrit, pourrait être l'emploi d'un module de blocage à base de piézoélectrique. Cette étude, qui en est encore à l'état de plans, comprend également une structure flexible, qui joue sur la déformation des matériaux, et remplace l'interface de la bague bronze. Le principal but de cette structure, est d'éliminer tous les jeux de montages mécaniques.



Même si pour l'instant la force développée n'est pas limitée par le barreau magnétostrictif, on peut envisager la conception d'un module actif qui viendrait se loger dans l'actionneur. Ce module serait constitué d'un barreau magnétostrictif, si possible laminé pour éviter les développement des courants de Foucault, d'une précontrainte mécanique et d'une pré-polarisation magnétique. L'adjonction de plusieurs de ces modules pour faire un actionneur "multibrins" décuplerait le couple disponible.

Pour l'instant, le système tourne dans les deux sens, mais ne fonctionne en actionneur que dans un seul sens de rotation, le remplacement du ressort actuel par un deuxième module actif nous permettrait d'actionner dans les deux sens. Il peut tourner dans le sens inverse mais avec seulement la force du ressort (couple limité à la force du ressort).

Ce travail de recherche a donc mis en évidence la faisabilité d'un actionneur rotatif magnétostrictif, et s'inscrit dans la recherche et le développement de nouvelles classes d'actionneurs employant des technologies novatrices. Nous avons essayé d'y présenter une conception innovante et fonctionnelle afin de cibler les différents problèmes et tenter de les résoudre.

ANNEXES

Unités et notations

ELECTRICITE ET ELECTROMAGNETISME

Grandeurs			Unités
Nom	Symbole	Définition	SI
Fréquence Période	f, F	$f = \frac{1}{T}$	Hz
Première fréquence de résonance	f_0		Hz
Courant électrique	I		A (ampère)
Potentiel électrique Tension	V U		V (volt)
Facteur de puissance	cos φ		-
Réactance Résistance Impédance	X R Z	$Z = Z ^{1\phi}$ $= R + jX$ $ Z = \sqrt{R^2 + X^2}$ $X = L\omega - \frac{1}{c\omega}$	Ω (ohm)
Inductance propre	L	$L = \frac{\phi}{I}$	H (henry)
Résistivité	ρ	$\rho = \frac{R.S}{L}$	$\Omega.m$
Nombres de tours (spires) de l'enroulement	N		-
Champ magnétique appliqué	H		A/m
Champ magnétique moléculaire	\vec{H}_m		A/m
Champ magnétique effectif	H_e		A/m
Induction magnétique	B		T (Tesla)=Wb/m ²
Flux magnétique	Φ	$\Phi = \iint Bn.ds$	Wb (weber)
Perméabilité d'un milieu Perméabilité du vide	$\mu = \mu_0 \cdot \mu_r$ μ_0	$B = \mu.H$ $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$	H/m
Moment magnétique	m		T (tesla)
Aimantation à saturation	M_s		T (tesla)
Aimantation anhystérétique	\vec{M}_{an}		T (tesla)
Aimantation irréversible	M_{irr}		T (tesla)
Aimantation réversible	M_{rev}		T (tesla)

Pertes magnétiques hystérétiques	δL_{mag}		J (joule)
Coefficient d'interaction des domaines	α		-
Paramètre de forme	a		A/m
Coefficient d'orientation des domaines	k		A/m
Coefficient de réversibilité	c		-
Constante de Boltzmann	K		-

THERMIQUE

Grandeurs			Unités
Nom	Symbole	Définition	SI
Température	T		K (kelvin)
Température de Curie	T_c		K (kelvin)

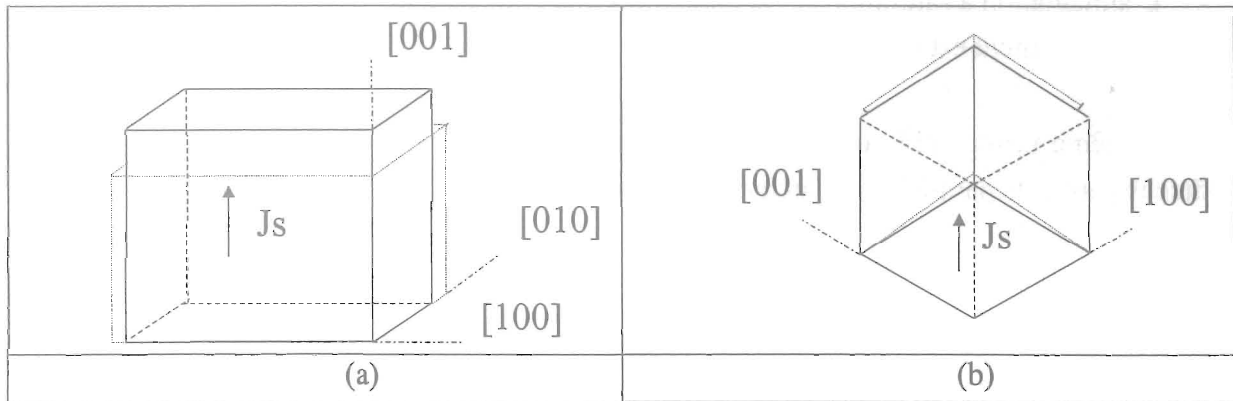
DIMENSIONS

Grandeurs			Unités
Nom	Symbole	Définition	SI
Angle	α, φ, θ		degré (°)
Longueur	l, L		m (mètre)
Largeur	b		
Hauteur	h		
Rayon	r		
Diamètre	d, \varnothing		
Aire, superficie	A, S		m^2
Volume	V		m^3
Temps	t		s (seconde)
Période (durée d'un cycle)	T		
Vitesse angulaire	w	$w = \frac{d\varphi}{dt}$	rad/s
Vitesse	v	$v = \frac{ds}{dt}$	m/s

Accélération	Γ	$\Gamma = \frac{dv}{dt}$	m/s^2
Accélération de la pesanteur	g		9,81 m/s^2
Fréquence de rotation	n		min^{-1}
Masse	m, M		kg (kilogramme)
Masse volumique	M_v	$\frac{dm}{dV}$	kg/m^3
Moment d'inertie	J	$J = \sum m.r^2$	$kg.m^2$
Force	F		N (newton)
Poids	P	$P = m.g$	
Force massique	F_M		$N.kg^{-1}$
Couple	C	$C = F.r$	N.m
Pression	P, p	$p = \frac{F}{S} = \frac{F}{A}$	Pa (pascal)
Contrainte normale	σ		Pa ou MPa
Coefficient de magnétostriction	λ		ppm (partie par millions : 10^{-6})
Coefficient de magnétostriction à saturation	λ_s		ppm (partie par millions : 10^{-6})
Module de Young	E		GPa
Coefficient de Poisson	ν		-
Raideur de précontrainte mécanique	k_{T-D}		$N.m^{-1}$
Coefficient de précontrainte	q		m/A
Coefficient de couplage magnétomécanique	k_{33}		$m.A^{-1}$
Quantification de l'effet Joule longitudinal	d_{33}		$m.V^{-1}$
Coefficients de l'effet Joule transversale	d_{31}, d_{32}		-
Coefficient de couple en cisaillement (effet Guillemin et Wiedemann)	d_{15}		-
Coefficient de déformation	S_{44}, S_{66}		
Densité d'énergie	e		$J.m^{-3}$
Densité volumique	d		$kg.m^{-3}$
Facteur de frottement	c_f		-
Travail	W		
Energie	E	$W = F.l$	J (joule)
Puissance active	P_a		
Puissance utile	P_u	$P = \frac{W}{t}$	W (watt)
Rendement	η		%

Annexe 1

Détails de calcul de l'équation I.1 en page 13.



Déformation magnétoélastique spontanée d'un cristal cubique comme le fer ($\lambda_{100} > 0$ et $\lambda_{111} < 0$). (a) J_s parallèle à un axe quaternaire entraîne un allongement dans cette même direction, (b) J_s parallèle à un axe ternaire entraîne un raccourcissement dans cette direction.

Pour une direction donnée de l'aimantation spontanée, direction définie par ses cosinus directeurs ($\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$), le calcul de l'allongement spontané du cristal dans une autre direction ($\beta_1, \beta_2, \beta_3$) nécessite la prise en compte de cinq constantes. En pratique, deux seulement jouent un rôle important. Dans ces conditions, on montre que l'allongement du cristal par rapport à la forme cubique initiale s'écrit :

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{3}{2} \cdot \lambda_{100} \cdot (\alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2 - \frac{1}{3}) + 3 \cdot \lambda_{111} \cdot (\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3 + \alpha_3 \alpha_1 \beta_3 \beta_1)$$

Où λ_{100} et λ_{111} sont deux constantes caractéristiques du matériau considéré, en fonction de la température.

Les valeurs positives de λ_{100} et λ_{111} correspondent à un allongement dans la direction considérée, et les valeurs négatives à un raccourcissement. Pour de nombreux matériaux, ces constantes sont de l'ordre de 10^{-5} .

Pour du fer pur $\lambda_{100} = 2,4 \cdot 10^{-5}$ et $\lambda_{111} = -2,3 \cdot 10^{-5}$

Pour du Nickel pur $\lambda_{100} = -4,6 \cdot 10^{-5}$ et $\lambda_{111} = -2,9 \cdot 10^{-5}$

A température ambiante, les coefficients de dilatation thermique du fer et du nickel sont d'environ $1,2 \cdot 10^{-5}$. Une déformation de $2,4 \cdot 10^{-5}$ pour le fer correspond donc seulement à un échauffement de 2K.

λ_{100} correspond à l'allongement relatif mesuré par rapport au cristal cubique parfait dans les conditions ou :

- L'aimantation à saturation J_s est parallèle à une arête du cube.
- L'allongement est mesuré parallèlement à ce même axe.

De la même façon λ_{111} correspond à l'allongement relatif dans la direction de la diagonale du cube, avec J_s parallèle à ce même axe.

On considère que ces déformations ont lieu à volume constant. Par exemple, si on imagine J_s parallèle à l'arête Oz (voir figure), la maille s'accroît suivant Oz de λ_{100} mais diminue suivant les directions Ox et Oy de $-1/2 \cdot \lambda_{100}$. Le volume de la maille est donc inchangé.

Si l'on désire simplifier les choses et considérer une magnétostriction isotrope, on imagine $\lambda_{100} = \lambda_{111} = \lambda_0$ ce qui donne une simplification de l'équation du dessus :

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{3}{2} \cdot \lambda_0 \cdot \left((\alpha_1 \beta_1 + \alpha_2 \beta_2 + \alpha_3 \beta_3)^2 - \frac{1}{3} \right) = \frac{3}{2} \cdot \lambda_0 \cdot \left[\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right]$$

Où θ représente l'angle que fait la direction dans laquelle on mesure la déformation avec la direction de l'aimantation à saturation. On obtient une déformation simple, quelle que soit l'orientation de J_s , à savoir des allongement relatif λ_0 parallèlement à J_s et $-\lambda_0/2$ en direction transverse.

La formule générale permet donc de calculer la magnétostriction linéaire dans un monocristal « cubique », entre deux états particuliers d'aimantation à saturation uniforme.

Annexe 2

Détails de calcul du chapitre 4, en suite de la page 123.

Par les équations (16) et (17) nous obtenons :

$$M = (1 - c)M_{irr} + cM_{an} \quad (21)$$

$$\delta M = \left\{ \begin{array}{l} 0 : \dot{H} < 0 \text{ et } M_{an}(\text{He}) - M(\text{H}) > 0 \\ 0 : \dot{H} > 0 \text{ et } M_{an}(\text{He}) - M(\text{H}) < 0 \\ 1 : \text{autrement} \end{array} \right\} \quad (22)$$

Alors par les équations (20) et (21) :

$$\frac{dM}{dH} = \delta_M (1 - c) \frac{dM_{irr}}{dH} + c \frac{dM_{an}}{dH} \quad (23)$$

A partir des équations (10), (11), (13) et (18) et l'expression de W_{mag} nous obtenons :

$$\oint \left(M_{an} - M - k \delta (1 - c) \frac{dM_{irr}}{dBe} \right) dBe = 0 \quad (24)$$

Il est à noter que cette dernière équation est uniquement valide si $M(t)$ et $H(t)$ sont des fonction périodique en temps dans le plan (H-M).

Nous pouvons maintenant faire l'hypothèse que l'équation suivante est valide quand nous allons d'un point à un autre sur une trajectoire orbitale périodique. L'intégration est alors nulle :

$$M_{an} - M - k \delta (1 - c) \frac{dM_{irr}}{dBe} = 0 \quad (25)$$

En utilisant les équations (23) et (25) après quelques manipulations :

$$\frac{dM}{dH} = \frac{\frac{k\delta}{\mu_0} c \frac{dM_{an}}{dH} + \delta_M (M_{an} - M)}{\frac{k\delta}{\mu_0} - \delta_M (M_{an} - M)\alpha} \quad (26)$$

En imposant $k=0$:

$$\delta_M (M_{an} - M) \frac{dM}{dH} = - \frac{\delta_M (M_{an} - M)}{\alpha}$$

La compatibilité avec les phénomènes physiques impose que $\frac{dM}{dH} \geq 0$. α est un paramètre non négatif et donc pour que la dernière équation soit sensée nous devons avoir :

$$k = 0 \leftrightarrow M = M_{an} \quad (27)$$

Où $k=0$ est sensé représenter donc le cas sans pertes.

En réécrivant l'équation (26) en fonction de $\frac{dM_{an}}{dHe}$ nous obtenons :

$$\frac{dM}{dH} = \frac{\frac{k\delta}{\mu_0} c \frac{dM_{an}}{dHe} + \delta_M (M_{an} - M)}{\frac{k\delta}{\mu_0} - \delta_M (M_{an} - M)\alpha - \frac{k\delta}{\mu_0} \alpha \cdot c \frac{dM_{an}}{dHe}} \quad (28)$$

Les autres équations doivent satisfaire le système :

$$M_{an} = Ms \left(\coth\left(\frac{He}{a}\right) - \frac{a}{He} \right) \quad (29)$$

$$He = H + \alpha M \quad (30)$$

$$\delta = \text{sign}(\dot{H}) \quad (31)$$

$$\delta_M = \left\{ \begin{array}{l} 0 : \dot{H} < 0 \text{ et } M_{an}(Z) - M(H) > 0 \\ 0 : \dot{H} > 0 \text{ et } M_{an}(Z) - M(H) < 0 \\ 1 : \text{autrement} \end{array} \right\} \quad (32)$$

Les équations (28)-(32) décrivent le modèle ferromagnétique. Il y a cinq paramètres non négatifs dans le modèle appelés a , α , Ms , c , k , où $0 < c < 1$. La figure IV.10 montre les valeurs prises par les variables discrètes δ et δ_M à différentes sections de la courbe d'hystérésis dans le plan (H-M).

Annexe 3

Caractéristiques globales de l'actionneur rotatif magnétostrictif de type barreau.

Dimensions (mm)	Ø 55 - L 45
Masse (kg)	$510 \cdot 10^{-3}$
Vitesse maximum à vide (tr/min)	1,5
Couple maximum (Nm)	0,7
Couple à rotor bloqué (Nm)	12
Couple massique (Nm.kg⁻¹)	1,4
Puissance absorbée (W)	42
rendement	$1,5 \cdot 10^{-4}$

Barreau	Dimensions (mm)	Ø 6 - L 20	Matériau	Terfenol-D Etrema
Aimants	Dimensions (mm)	Ø 6 - e 3	Matériau	NF _e B
			Induction B (T)	1,4
Bobine(100 Hz)	Dimensions (mm)	Ø _{ext} 10 - L 20	Nombre de tour	2000
	Inductance (H)	$36,79 \cdot 10^{-3}$	Résistance (Ω)	49,39
Ressort	Dimensions (mm)	Ø _{ext} 20-e3- L50	F de compression (N)	210
Electro-aimants	Dimensions (mm)	Ø 55 - e 11	Matériau	Acier
	Bobine (100 Hz)	Inductance (H)	$10,8 \cdot 10^{-3}$	
		Résistance (Ω)	11,46	
Flasques	Dimensions (mm)	Ø 55 - e 2	Matériau	Dural
Supports	Dimensions (mm)	e10- L 20	Matériau	Dural
Plaque couple	Dimensions (mm)	Ø 55 - e 2	Axe (mm)	20
			Matériau	Acier

Annexe 4

Détails de calcul de l'équation (42) en page 134.

D'où vient l'expression :
$$F = \frac{V}{N \cdot 2\pi \cdot f} \left(\frac{1}{q - \frac{\mu^\sigma}{q \cdot E^H}} \right)$$

Essayons d'établir des équations au dimensions.

q est en (m/A), μ est en (T.m/A)

Avec $I = \frac{de}{dt}$, on en déduit que e est en (A.s)

d'après la loi fondamentale on a $e \cdot \vec{B} \wedge \vec{v} = \vec{f}$ qui en dimensions donne $(A.s) \cdot (T) \cdot \left(\frac{m}{s}\right) = N$

Donc $T = \frac{N}{A \cdot m}$

Si l'on revient à μ en remplaçant les Teslas, on a $\mu = \frac{N}{A \cdot m} \cdot \frac{m}{A} = \frac{N}{A^2}$

Donc le terme $\frac{\mu}{q \cdot E}$ équivaut à $\frac{\frac{N}{A^2}}{\frac{m}{A} \cdot \frac{N}{m^2}} = \frac{\frac{N}{A^2}}{\frac{N}{A \cdot m}} = \frac{m}{A}$

Comme q est également en (m/A), la soustraction est possible.

On a donc ensuite pour la formule des (V.s).(A/m) = $\frac{\text{Watt}}{\frac{m}{s}}$, on a bien une force (P = f.v)

Cette théorie vient des équations de bases :

$$\begin{cases} \varepsilon = \frac{\sigma}{E_y} + q \cdot H \\ B = q' \cdot \sigma + \mu^\sigma \cdot H \end{cases} \quad (1) \text{ et } (2)$$