



HAL
open science

Etude magnétique de micro-aimants pour intégration dans un récupérateur d'énergie MEMS

Ilona Lecerf

► **To cite this version:**

Ilona Lecerf. Etude magnétique de micro-aimants pour intégration dans un récupérateur d'énergie MEMS. Autre [cond-mat.other]. Université de Toulouse, 2024. Français. NNT : 2024TLSEI010 . tel-04759022

HAL Id: tel-04759022

<https://theses.hal.science/tel-04759022v1>

Submitted on 29 Oct 2024

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.

Doctorat de l'Université de Toulouse

préparé à l'INSA Toulouse

Etude magnétique de micro-aimants pour intégration dans un
récupérateur d'énergie MEMS

Thèse présentée et soutenue, le 11 mars 2024 par

Ilona LECERF

École doctorale

SDM - SCIENCES DE LA MATIERE - Toulouse

Spécialité

Nanophysique

Unité de recherche

LPCNO - Laboratoire de Physique et Chimie des Nano-Objets

Thèse dirigée par

Lise-Marie LACROIX et Thomas BLON

Composition du jury

Mme Bénédicte WAROT- FONROSE, Présidente, CNRS Occitanie-Ouest

M. Cédric AYELA, Rapporteur, CNRS Aquitaine

M. Frédéric MAZALEYRAT, Rapporteur, Université Paris Saclay

Mme Myriam PANNETIER-LECOEUR, Examinatrice, CEA Paris-Saclay

Mme Lise-Marie LACROIX, Directrice de thèse, Université Toulouse III - Paul Sabatier

M. Thomas BLON, Co-directeur de thèse, INSA Toulouse

Membres invités

Mme Nora Dempsey , CNRS Alpes

M. David BOURRIER, CNRS Occitanie-Ouest

Introduction	1
Chapitre 1 : Micro-aimants pour les récupérateurs d'énergie MEMS ...	5
I - Aimants permanents	5
1) Matériaux ferromagnétiques	5
2) Produit énergétique BH	8
3) Sources d'anisotropie.....	10
II - Matériaux magnétiques et intégration	11
1) Les grandes familles de matériaux magnétiques.....	11
2) Procédés d'intégration de micro-aimants.....	13
a) Dépôt électrochimique.....	13
b) Dépôt par pulvérisation cathodique.....	14
c) Utilisation de poudres magnétiques	15
d) Assemblage de nanoparticules synthétisées par voie chimique	16
III - Récupérateur d'énergie.....	21
1) Principe et modélisation d'un récupérateur d'énergie électromagnétique vibrant... 21	
a) Modélisation mécanique	22
b) Modélisation électromagnétique	26
c) Système global.....	28
d) Conclusion.....	33
2) Récupérateur d'énergie MEMS vibrant	34
a) Vibration hors plan	34
b) Cantilever.....	37
c) Vibration dans le plan.....	38
IV - Conclusion	43
Chapitre 2 : Modélisation du récupérateur MEMS	45
I - Simulations mécaniques.....	46
1) Objectifs.....	46
2) Simulations par éléments finis	47
a) Géométrie de la plaque	48
b) Géométrie des ressorts	48
3) Conclusion sur les simulations mécaniques	52
II - Optimisation conjointe aimants-bobine par simulations électromagnétiques	53
1) Méthode	54
a) Système	54
b) Analyse par éléments finis.....	54
2) Résultats	56
a) Gradient d'induction magnétique	56
b) Couplage électromagnétique.....	60
c) Force électromotrice.....	65
3) Conclusion sur les simulations électromagnétiques.....	66
III - Conclusion	67

Chapitre 3 : Fabrication du récupérateur d'énergie par procédés microélectroniques..... 69

I - Bobine.....	69
1) Fabrication.....	69
2) Caractérisations.....	71
a) Expressions théoriques de Rc et Lc	72
a) Mesures expérimentales de Rc et Lc	74
II - Réseau d'aimants.....	76
1) Présentation.....	76
2) Intégration du réseau d'aimants dans le récupérateur d'énergie.....	80
III - Masse vibrante.....	82
IV - Assemblage bobine-masse vibrante.....	86
V - Conclusion.....	87

Chapitre 4 : Performances du récupérateur d'énergie à aimants NdFeB 89

I - Mesures mécaniques.....	89
1) Banc de mesure électromécanique.....	89
2) Mesures de résonance.....	91
a) Mesures fréquentielles.....	91
b) Détermination des amplitudes de déplacements relatifs et absolus.....	93
II - Mesures électriques.....	94
1) Mesure de la tension induite en boucle ouverte.....	94
2) Mesure de la tension induite en boucle fermée.....	97
a) Validation de l'hypothèse de la boucle ouverte.....	97
b) Détermination de la puissance.....	99
3) Discussion sur l'amortissement mécanique.....	100
4) Simulations systèmes réels.....	102
a) Considération des vallées.....	103
b) Facteurs de transduction K simulés dans les systèmes réels.....	104
c) Origine des déviations au comportement sinusoïdal de la force électromotrice.....	105
d) Récapitulatif des différents récupérateurs d'énergie mesurés.....	107
III - Conclusion.....	110

Chapitre 5 : Réalisation de micro-aimants à base de nanobâtonnets de cobalt111

I - Principe du procédé de magnétophorèse.....	111
1) Nanobâtonnets de cobalt élaborés par voie chimique.....	111
2) Assemblage dirigé par magnétophorèse.....	113

II - Développement de la magnétophorèse pour micro-aimants à aimantation perpendiculaire	118
1) Champ appliqué par un électroaimant.....	119
a) Dépôt sur un réseau de plots de Ni de 20 μm d'épaisseur	119
b) Vers une configuration symétrique.....	125
2) Champ appliqué par un aimant permanent	129
a) Montages expérimentaux	129
b) Résultats sur réseaux de plots de Ni.....	130
III - Conclusion	133
Conclusion générale et perspectives	135

Liste des abréviations

AC/DC : *Alternative Current/ Direct Current*

AFM/MFM : *Atomic Force Microscope/Magnetic Force Microscope*

DAQ : Acquisition de données

DRIE : *Deep Reactive Ion Etching*

DRX : Diffraction des Rayons X

EDX : *Energy Dispersive X-ray spectroscopy*

F.é.m. : Force ElectroMotrice

MEB : Microscope Electronique à Balayage

MEMS : *Micro Electro-Mechanical system*

MET : Microscope Electronique en Transmission

NB : Nano-Bâtonnet

NPD : *Normalized Power Density* eq.(1.58)

PCB : *Printed Circuit Board*

PVD : *Physical Vapor Deposition*

RMS : *Root-Mean-Square* (valeur efficace)

RTA : *Rapid Thermal Annealing*

TomoX : Tomographie des rayons X

VSM : *Vibrating-Sample magnetometer*

VNA : *Vector Network Analyser*

WBR 2100 et SU8 : Résines photosensibles

Liste des paramètres

d (d_e/d_m) : Amortissement (composante électrique/mécanique)

d_{moy} : diamètre moyen de la bobine

x : Mouvement relatif de la masse par rapport au cadre, d'amplitude X_0

x' : Mouvement absolu de la masse, d'amplitude X'_0

y' : Mouvement absolu du cadre, d'amplitude Y_0

ζ : Rapport d'amortissement $\zeta = \frac{d}{2m\omega_n} = \frac{1}{2Q}$ eq.(1.24)

Q : Facteur de qualité

$e(t)$: Force électromotrice d'amplitude E

φ : Flux d'induction vu par la bobine $\varphi_i = \int_{S_i} \vec{B} \cdot \vec{dS}$ eq.(1.30)

K : Facteur de transduction $K = \frac{d\varphi}{dx}$ eq.(1.33)

R (R_c/R_L) : Résistance (de la bobine/de la charge)

L_c : Inductance de la bobine

C_s : Capacité du substrat

Z : Impédance

N : Nombre de spires de la bobine

$a = Y_0\omega^2$: Accélération

$g = 9,81 \text{ m.s}^{-2}$: Accélération de la pesanteur

t ($t_{res}/t_{mag}/t_r$) : Epaisseur (du résonateur/des aimants/de la résine)

L : Largeur des aimants

$\Delta_x = \Delta_y$: Espace inter-aimants

h : Distance aimants-bobine

b : Nombre de spire par colonne d'aimants

n : Nombre de colonnes d'aimants

l : Nombre de lignes d'aimants

V_{in} : Tension d'excitation

V_{out} : Tension mesurée

Remerciements

Je souhaite remercier les membres du jury, Bénédicte Warot-Fonrose, Cédric Ayela, Frédéric Mazaleyrat et Myriam Pannetier-Lecoœur, pour avoir accepté d'évaluer mes travaux de thèse ainsi que pour la discussion très enrichissante que nous avons pu avoir lors de ma soutenance. Merci également à Bruno Chaudret puis Guillaume Viau de m'avoir accueillie au sein du LPCNO pour mon stage de M2 puis mon doctorat.

Je remercie bien évidemment mes directeurs de thèse, Thomas, dès le début du stage tu as été là à chaque fois que je te sollicitais, Lise, bien qu'arrivée un peu plus tard tu as également été très présente tout au long de cette thèse. Malgré vos diverses et nombreuses obligations vous avez toujours trouvé le temps de m'aider et m'accompagner tant sur le plan scientifique que personnel. Si j'en suis là aujourd'hui c'est en grande partie à vous que je le dois.

Un grand merci aux différents membres du projets, car d'une part rien n'aurait pu aboutir sans vous tous et d'autre part vos qualités humaines ont rendu cette expérience à la fois agréable et enrichissante. Thierry L., Liviu, Guillaume, Thierry O., Nora, merci pour vos conseils et pour avoir pris le temps de m'aider à chaque fois que je vous sollicitais. David, Fabrice, merci beaucoup pour votre présence et votre patience devant mes connaissances limitées autant en microfab qu'en électronique. Elias, Antoine, Frederico, merci pour vos travaux ainsi que pour les échanges que nous avons pu avoir lors de ce projet et en dehors. Merci également à Thibault, Samuel et Simon pour leur aide tout au long de ce projet. Un grand merci à Pierre également, pour cette année pendant laquelle tu as pris le temps de me former et de répondre à mes nombreuses questions.

Je souhaite également remercier tous les membres du LPCNO qui ont contribué à faire de ce laboratoire un lieu convivial (malgré le covid) et dans lequel il est aisé de travailler. En particulier ceux de l'équipe Nanomag, Benjamin, Julian, Tom, Maryam, Dany, Abraao et surtout Lionel puis Bastien et Marion pour ces années de galères, rires, gâteaux, débats et j'en passe. Ma thèse aurait été vraiment différente sans vous. Merci également aux membres de l'équipe NCO, Adeline, Angélique, Seb, Mélik, Clémence, Fabio, Brandon et tous les autres pour leur convivialité et tous les moments que nous avons pu passer ensemble, de même qu'aux membres des autres équipes du labo, Jules, Dorian, Kerwan, Seb, Gaëtan et tous les autres.

Je souhaite également remercier ma famille qui a toujours été là, merci de m'avoir toujours soutenue et d'avoir cru en moi. Et en particulier Guillaume, pour m'avoir supportée et soutenue pendant ces dernières années.

Introduction

L'essor actuel de la société du numérique s'accompagne du développement de nombreux systèmes intégrés autonomes tels que des réseaux de capteurs sans fils. Le marché en forte expansion des capteurs/actionneurs intégrés, dans des secteurs aussi variés que les télécommunications, l'automobile, l'aérospatial ou encore le biomédical, requiert l'intégration d'alimentations miniaturisées, de moyens d'actionnement et de détection. Les aimants permanents représentent des sources énergétiques de choix pour les capteurs/actionneurs basés sur les microsystèmes électromécaniques (MEMS) car la densité de flux magnétique, et ainsi l'énergie disponible, est indépendante de la taille.

Pour l'heure, la plupart des MEMS à actionnement électromagnétique, notamment développés pour le domaine des transports, font appel à des macro-aimants permanents associés aux dispositifs. Ceci limite fortement la miniaturisation et la portabilité des dispositifs, deux avantages pourtant régulièrement mis en avant pour le choix des technologies MEMS. La principale raison de l'utilisation d'aimants macroscopiques reportés est l'absence d'une filière technologique permettant l'intégration directe d'aimants permanents performants [1]. La fabrication de MEMS, et de manière plus générale de systèmes intégrés, reposent sur des procédés de microélectronique complexes. Des étapes d'implantation, de recuit, de métallisation ou encore de gravure réactive sont souvent nécessaires. L'intégration d'aimants permanents doit donc pouvoir s'insérer dans les procédés de microfabrication sans altérer les architectures complexes déjà réalisées. Les procédés métallurgiques classiques, à savoir le broyage mécanique ou la trempe sur roue, ne peuvent bien évidemment répondre aux problématiques d'intégration. Des approches alternatives ont donc été intensément investiguées depuis les années 2000.

A ce jour, les approches les plus prometteuses développées en laboratoire reposent sur *(i)* le dépôt par pulvérisation cathodique de films de NdFeB présentant des dimensions latérales très bien contrôlées, et *(ii)* l'approche dite bottom-up de réalisation d'aimants par assemblage dense de nanoparticules, en particulier de nanobâtonnets (NBs) de Co. Si les propriétés des aimants obtenus par ces deux approches sont intéressantes, leur intégration dans un procédé complet de microfabrication restait à démontrer. Le projet collaboratif POMADE (aimants intégrés submillimétriques pour des dispositifs portables), financé de 2019 à 2024 par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) a pour but d'atteindre cet objectif.

Ce projet, dans lequel ces travaux de thèse se sont inscrits, regroupe 4 laboratoires : le laboratoire de Physique et Chimie des Nano-Objets (LPCNO), le laboratoire d'Architecture et d'Analyse des Systèmes (LAAS), l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT) et l'Institut Néel à Grenoble. En plus des chercheurs et enseignants-chercheurs de ces équipes, le consortium s'est appuyé sur 2 post-

doctorants, Elias Angulo-Cervera (LAAS) et Frederico O.Keller (Néel) qui ont travaillé sur l'intégration d'aimants de NdFeB. Un doctorant, Antoine Gonon, a effectué une thèse co-dirigée par le LPCNO et l'IMFT sur l'étude fondamentale des mécanismes mis en jeu lors de l'assemblage de NBs de Co grâce à un financement de la région Occitanie. Mon stage de master 2 puis ma thèse, financés par l'ANR, se sont déroulés au LPCNO, en collaboration étroite avec l'ensemble des partenaires et plus particulièrement avec Antoine Gonon et le LAAS.

L'objectif de ma thèse était de développer des récupérateurs d'énergie performants comme démonstrateurs de l'intégration des deux types d'aimants dans un procédé de microfabrication de type MEMS. Il n'y avait alors aucuns travaux préliminaires sur les récupérateurs d'énergie au sein du consortium. Le dépôt d'aimants par pulvérisation cathodique étant un procédé technologiquement mature, très bien maîtrisé par nos collaborateurs de l'Institut Néel, c'est sur les récupérateurs les intégrant que s'est porté l'essentiel de mon travail. Une étude plus exploratoire a été menée sur les aimants à base de NBs de Co. L'ensemble des résultats est présenté dans les 5 chapitres de ce manuscrit, articulés comme suit :

Le premier chapitre de ma thèse est dédié à l'état de l'art. Des rappels de magnétisme axés sur les aimants permanents sont tout d'abord présentés, puis les différentes méthodes de fabrication de micro-aimants sont présentées. La modélisation théorique du récupérateur d'énergie électromagnétique vibrant est détaillée et servira à l'interprétation des résultats expérimentaux obtenus dans les autres chapitres. Enfin un état de l'art des récupérateurs d'énergie de type électromagnétique est réalisé.

Le deuxième chapitre porte sur l'optimisation d'un récupérateur d'énergie électromagnétique de type planaire à partir de simulations par éléments finis. La géométrie de sa partie vibrante, puis le couplage électromagnétique entre la bobine et les aimants sont étudiés pour obtenir des tensions induites élevées à des fréquences de résonance modérées (< 1 kHz).

Le troisième chapitre détaille les procédés de microfabrication qui ont été développés en salle blanche pour la réalisation des récupérateurs intégrant les micro-aimants en NdFeB, ainsi que la caractérisation des différents éléments le composant.

Le quatrième chapitre présente les caractérisations mécaniques et électriques des récupérateurs d'énergie réalisés. Outre la tension induite et la puissance générée par le système, ces mesures ont permis de déterminer des constantes intrinsèques de ces microsystèmes tels que le facteur de transduction K . Ces résultats sont discutés au vu du modèle théorique et des simulations par éléments finis.

Le dernier chapitre porte quant à lui sur la réalisation de micro-aimants grâce à l'assemblage dirigé de NBs de cobalt en utilisant la technique de magnétophorèse. Les

premiers résultats montrant des dépôts denses et épais sont présentés. Des approches sont testées pour l'élaboration de réseaux d'aimants conformes.

Enfin l'ensemble des résultats est résumé et des perspectives de ce travail sont présentées, certaines pouvant être menées à court-terme, d'autres nécessitant des travaux plus importants.

Chapitre 1 : Micro-aimants pour les récupérateurs d'énergie MEMS

Aujourd'hui les aimants dits permanents, qui permettent de générer un champ magnétique sans recourir à une source d'énergie extérieure sont très présents dans notre vie quotidienne, que ce soit dans les moteurs électriques, les turbines d'éoliennes, les disques durs ou encore dans le domaine de l'imagerie médicale (par exemple les IRM). Les aimants ont également des applications dans l'ingénierie des MEMS (*Micro Electro Mechanical Systems*) car ils peuvent être utilisés comme micro-source d'énergie mais nécessitent des procédés d'intégration compatibles avec les étapes de microfabrication.

Afin de mieux comprendre leurs propriétés, nous débuterons ce chapitre par un bref rappel de magnétisme. Nous présenterons ensuite un état des lieux des matériaux utilisés à ce jour et les techniques de fabrication de micro-aimants. Nous détaillerons ensuite le cas particulier des récupérateurs d'énergie électromagnétiques MEMS en commençant par leur modélisation, notamment en mettant l'accent sur la puissance délivrée, puis nous conclurons par quelques exemples de réalisations recensés dans la littérature.

I - Aimants permanents

1) Matériaux ferromagnétiques

Les matériaux sont constitués de moments magnétiques \vec{m} dits locaux (*e.g.* contenus dans un volume élémentaire dV). Ces moments sont associés au spin des électrons ainsi qu'à leur moment orbital. L'aimantation globale, notée \vec{M} , représente la densité volumique de moments magnétiques et est donc donnée par :

$$\vec{M} = \frac{\sum \vec{m}}{V} \quad (1.1)$$

avec V le volume de matériau magnétique. Dans le cas des matériaux ferromagnétiques, cette aimantation est non nulle en l'absence de champ extérieur. Cette aimantation induit un champ magnétique \vec{H} . On note \vec{H}_d le champ démagnétisant, présent à l'intérieur du matériau qui va venir s'opposer à l'aimantation. Le champ de fuite, noté \vec{H}_f , parfois nommé champ dipolaire, est quant à lui le champ magnétique \vec{H} à l'extérieur du matériau, comme représenté sur la Figure 1.1.

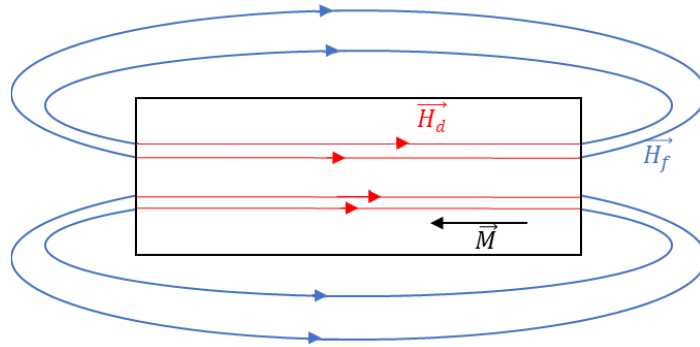


Figure 1.1 : Schéma d'un aimant dont l'aimantation \vec{M} crée un champ démagnétisant \vec{H}_d et un champ de fuite \vec{H}_f .

C'est ce champ de fuite qui est utile pour les applications des aimants permanents. Le champ démagnétisant dépend de la géométrie de l'aimant suivant la relation :

$$\vec{H}_d = -\vec{N} \cdot \vec{M} = - \begin{bmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{bmatrix} \cdot \vec{M} \quad (1.2)$$

où \vec{N} est le tenseur des coefficients de champ démagnétisant tel que $Tr(\vec{N}) = 1$. Pour des formes ellipsoïdales, la valeur de ces coefficients est connue, par exemple pour une sphère $N_x = N_y = N_z = 1/3$. Dans le cas d'un film mince, assimilé à un ellipsoïde de révolution oblate, seul le coefficient N_z correspondant à la direction perpendiculaire au film est non nul. Par conséquent, si l'aimantation est parallèle au film, le champ démagnétisant se trouve être nul. Dans le cas plus général d'un ellipsoïde de révolution d'axe principaux $(a; a; c)$, avec $r = c/a$ (Figure 1.2(a)) :

$$N_z = \frac{1}{r^2-1} \left[\frac{r}{\sqrt{r^2-1}} \cdot \cosh^{-1}(r-1) \right] \text{ pour } r > 1 \quad (1.3)$$

$$N_z = \frac{1}{1-r^2} \left[1 - \frac{r}{\sqrt{1-r^2}} \cdot \cos^{-1}(r) \right] \text{ pour } r < 1 \quad (1.4)$$

La Figure 1.2(b)(c) montre que, si le champ démagnétisant est uniforme dans le cas d'un ellipsoïde de révolution ayant un facteur $N_z = 1/2$, dans le cas d'un cylindre ou de toute autre forme, ce champ est fortement non-uniforme.

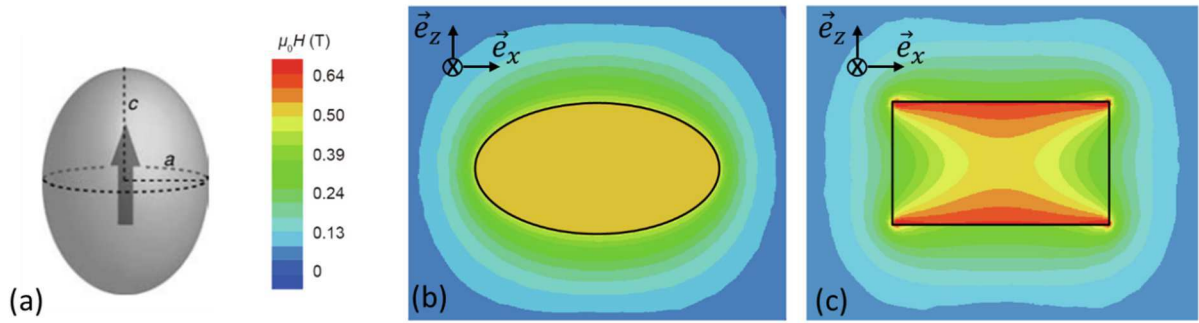


Figure 1.2 : (a) Schéma d'un ellipsoïde de révolution avec ses axes principaux (issu de [2]). Amplitude du champ magnétique pour (b) un ellipsoïde et (c) un cylindre parfait uniformément aimanté. Dans les deux cas $N_z=1/2$ et $\mu_0 M = 1$ T (issu de [3]).

Lorsqu'un champ magnétique extérieur \vec{H}_{ext} est appliqué, le champ magnétique total \vec{H} dans le matériau devient :

$$\vec{H} = \vec{H}_d + \vec{H}_{ext} \quad (1.5)$$

L'aimantation d'un matériau peut varier en présence d'un champ magnétique extérieur. Il est possible de mesurer cette aimantation en fonction du champ appliqué. On obtient alors le cycle d'aimantation $M(H_{ext})$, avec $M = \|\vec{M}\|$ l'aimantation projetée dans la direction du champ appliqué. Pour obtenir la courbe $M(H)$ il faut prendre en compte la présence du champ démagnétisant s'il est non nul dans la direction considérée. Le cycle en aimantation se décompose en quatre quadrants comme le montre la Figure 1.3 (courbe noire) :

- Le premier quadrant, en haut à droite, montre la capacité d'aimantation du matériau, jusqu'à atteindre l'aimantation à saturation M_s . Dans cette dernière configuration, tous les moments magnétiques sont alignés dans la direction du champ appliqué. Lorsque celui-ci redevient nul, l'aimantation est dite rémanente M_r : le matériau est aimanté sans champ extérieur. Le rapport M_r/M_s donne une idée de l'orientation des moments magnétiques lorsqu'aucun champ extérieur n'est appliqué, l'idéal étant d'avoir un rapport tendant vers 1 pour un aimant permanent.
- Le second quadrant, en haut à gauche, correspond à la désaimantation progressive du matériau et montre donc sa capacité à conserver son aimantation en présence d'un champ magnétique extérieur. Lors de l'application d'un champ magnétique opposé à l'aimantation, les moments magnétiques vont progressivement se retourner. Le champ $-H_c$ est le champ coercitif, il correspond au champ nécessaire à la désaimantation complète du matériau, soit pour obtenir $M = 0$.
- Les troisième et quatrième quadrants sont symétriques aux deux premiers par rapport à l'origine. Le matériau va s'aimanter négativement jusqu'à saturation

et atteindra une valeur de $-M_s$ puis se désaimantera à mesure que le champ appliqué augmente, jusqu'à redevenir non aimanté pour $+H_c$.

Dans le cas d'un aimant permanent le plus performant possible, le cycle tend vers un rectangle, tel que représenté sur la Figure 1.3 (courbe bleu), de telle sorte que le renversement de l'aimantation d'une direction à l'autre soit abrupt. Le rapport de rectangularité permet de caractériser la résistance du matériau à la désaimantation en comparant l'aire sous la courbe du 2nd quadrant du cycle par rapport à l'aire idéale rectangulaire (explicitée Figure 1.3), tel que :

$$R = \frac{A}{M_s \cdot H_c} \quad (1.6)$$

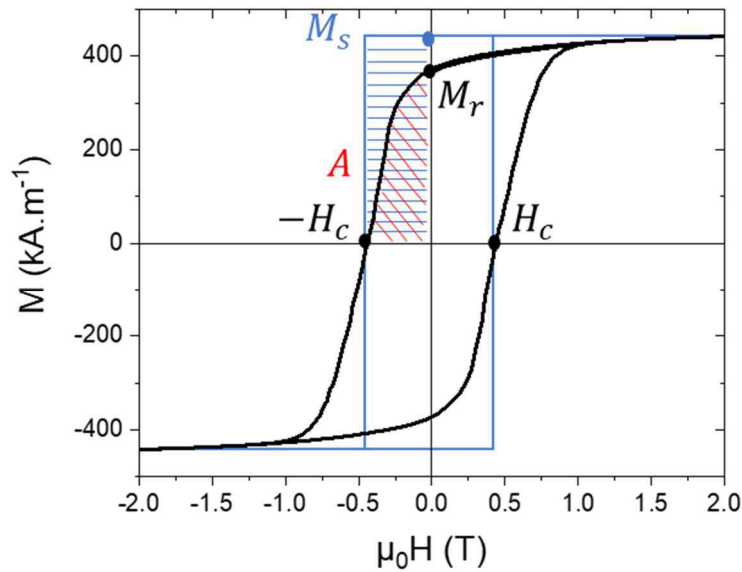


Figure 1.3 : Cycle d'hystérésis en aimantation d'un aimant permanent (noir) et parfait (bleu).

2) Produit énergétique BH

Le champ magnétique \vec{H} produit une induction magnétique \vec{B} , mesurée en Tesla. Dans le vide ces deux grandeurs sont reliées par la relation :

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (1.7)$$

où μ_0 est la perméabilité magnétique du vide définie par $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ T} \cdot \text{m} \cdot \text{A}^{-1}$. Dans un matériau magnétique uniformément aimanté et d'aimantation \vec{M} , la relation devient :

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (1.8)$$

Il est alors possible de tracer le cycle d'hystérésis en induction $B(H)$ à partir du cycle d'aimantation et de l'équation ci-dessus. Pour un aimant permanent parfait nous obtenons la Figure 1.4. Comme pour le cycle $M(H)$, le cycle $B(H)$ peut être découpé en quatre quadrants. Deux paramètres sont importants ici, l'induction rémanente B_r ,

induction lorsque le champ appliqué est nul, ainsi que le champ coercitif en induction H_c^B , correspondant au champ à appliquer pour obtenir une induction nulle.

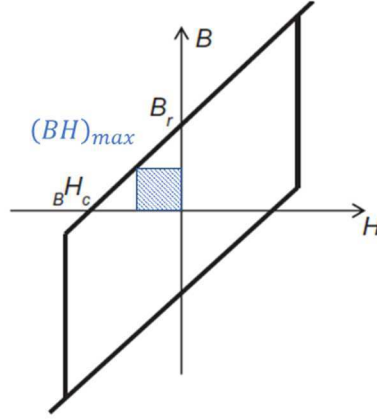


Figure 1.4 : Cycle d'hystérésis en induction d'un aimant permanent (issu de [4]).

De manière générale, un aimant permanent performant doit générer une induction magnétique maximale et ce jusqu'à une certaine distance. Pour cela, il s'agira donc de maximiser l'énergie délivrée via le champ de fuite. L'énergie magnétostatique d'un aimant de volume V dans son champ démagnétisant (*self energy*) s'écrit comme [2,5]:

$$\epsilon_m = -\frac{1}{2} \int_V \mu_0 \vec{H}_d \vec{M} d^3r \quad (1.9)$$

Cette expression peut être réécrite telle que :

$$\epsilon_m = -\frac{1}{2} \int_{R^3-V} \mu_0 H_d^2 d^3r = -\frac{1}{2} \int_V \vec{B} \cdot \vec{H}_d d^3r \quad (1.10)$$

Ainsi, pour maximiser l'énergie associée au champ créé par l'aimant dans l'espace environnant, il faut maximiser le produit scalaire $\vec{B} \cdot \vec{H}_d$ de l'aimant, appelé produit énergétique (BH). Celui-ci dépend fortement de la forme de l'aimant. Pour un ellipsoïde de révolution uniformément aimanté dans une direction de coefficient démagnétisant N , d'après (1.2) et (1.8) :

$$\epsilon_m = -\frac{1}{2} \int_V \vec{B} \cdot \vec{H}_d d^3r = -\frac{1}{2} \mu_0 V (H_d^2 + M H_d) = -\frac{1}{2} \mu_0 V M^2 (N^2 - N) \quad (1.11)$$

Pour un volume donné fixe, l'énergie est donc maximum pour $N = 1/2$ ce qui indique la forme idéale d'un aimant permanent, à savoir un ellipsoïde de révolution de rapport d'aspect $c/a = 0,5$. Un cylindre dont la hauteur est égale au rayon approche cette forme (Figure 1.5(c)).

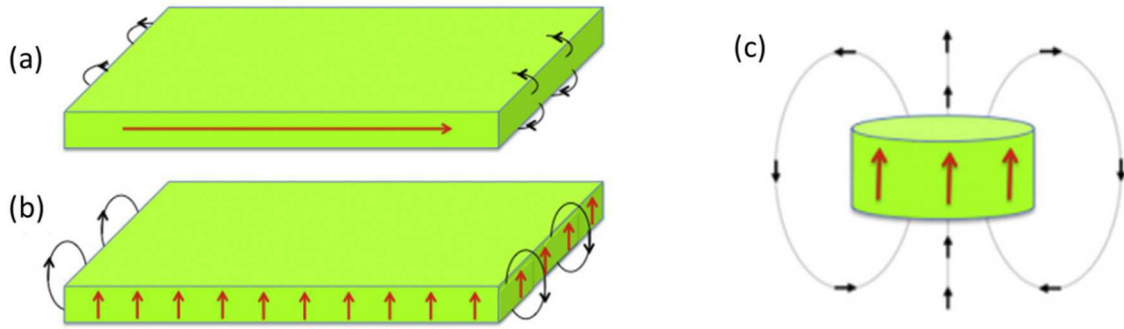


Figure 1.5 : Aimants permanents de différentes formes, les flèches rouges représentent l'aimantation, les noirs le champ de fuite. (a) film mince aimanté dans le plan ($N = 0,01$) (b) film mince aimanté hors plan ($N = 0,99$) et (c) cylindre optimisé ($N = 0,5$) tiré de [6].

Pour conclure, afin de réaliser un aimant permanent performant, il est nécessaire d'utiliser un matériau possédant un produit énergétique (BH) le plus grand possible. Ce produit dépend de propriétés intrinsèques des matériaux, comme leur aimantation à saturation, leur aimantation rémanente, le champ coercitif, la rectangularité du cycle et bien évidemment la forme de l'aimant. Les matériaux magnétiques pour aimants permanents sont classiquement comparés par leur valeur $(BH)_{max}$, aire maximale inscrite dans le cycle $B(H)$ mesuré (Figure 1.4), qui correspond au produit énergétique maximal que pourra fournir le matériau si tant est que la forme de l'aimant, définissant la droite de charge, le permet.

3) Sources d'anisotropie

Le champ coercitif dépend de l'anisotropie magnétique du matériau. Cette anisotropie provient de différentes contributions :

- anisotropie magnétocristalline : qui tend à aligner l'aimantation suivant une ou des directions cristallographiques particulières, par exemple l'axe c dans la structure hexagonale compacte hcp (anisotropie magnétocristalline uniaxiale), ou les directions $\langle 100 \rangle$ pour le fer cubique centré bcc (anisotropie magnétocristalline cubique).
- anisotropie de forme : qui tend à minimiser l'énergie magnétostatique, et donc à privilégier une direction d'aimantation dans la direction où le champ démagnétisant est le plus faible, à savoir selon le grand axe de la forme considérée.
- anisotropie magnétoélastique : induite par une contrainte mécanique externe.

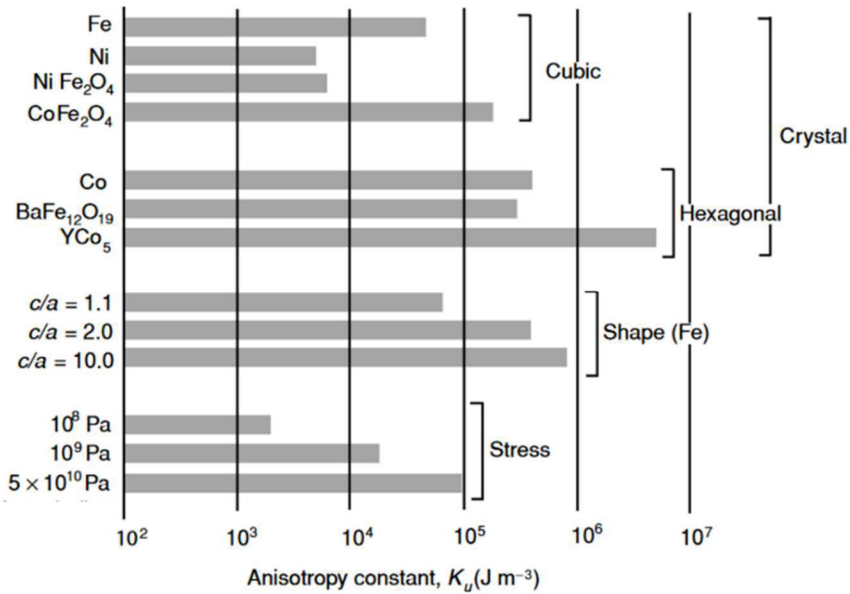


Figure 1.6 : Constantes d'anisotropies en fonction de leur origine (magnétocristalline pour deux types de réseaux, de forme et magnétoélastique) ; issu de [2].

Comme le montre la Figure 1.6, les principales sources d'anisotropie sont les anisotropies magnétocristalline et de forme. Ces dernières ont en effet principalement guidé le développement des matériaux magnétiques au cours du temps.

II - Matériaux magnétiques et intégration

1) Les grandes familles de matériaux magnétiques

La Figure 1.7 montre l'évolution au cours du temps des matériaux utilisés par l'industrie pour la réalisation d'aimants permanents. Initialement basés sur les ferrites de baryum ou strontium qui présentent des propriétés faibles ($(BH)_{max} < 30 \text{ kJ.m}^{-3}$), les matériaux ont évolué en bénéficiant de l'anisotropie de forme (AlNiCo, $(BH)_{max} < 80 \text{ kJ.m}^{-3}$), puis de matériaux à forte anisotropie magnétocristalline que sont les alliages à base de terres rares (Nd₂Fe₁₄B : 400 kJ.m^{-3} , SmCo₅ : 200 kJ.m^{-3}). Leurs propriétés sont résumées dans la Table 1.1.

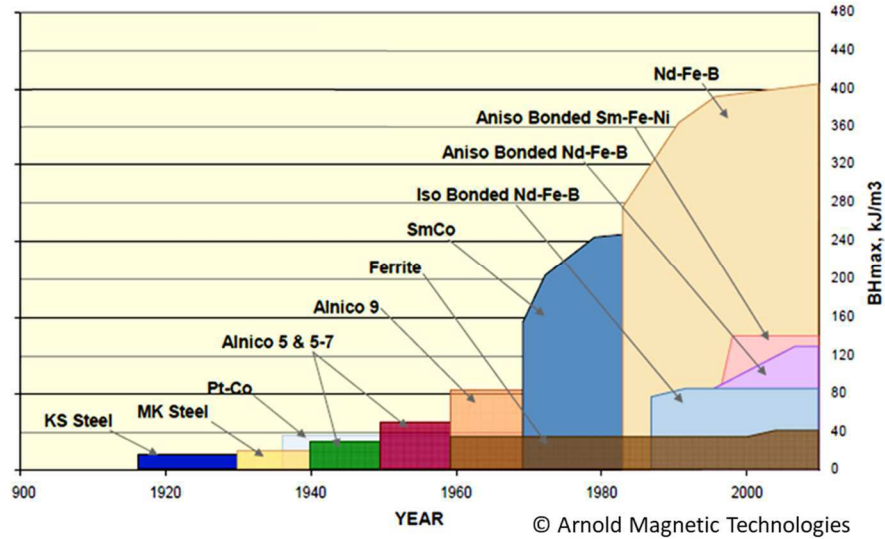


Figure 1.7 : Evolution des performances des matériaux magnétiques au cours du temps.

Material	T_C (K)	$\mu_0 M_s$ (T)	K_1 (MJ/m ³)
Nd ₂ Fe ₁₄ B	588	1.61	4.9
Sm ₂ Fe ₁₇ N ₃	694	1.54	8.9
Sm ₂ Co ₁₇	1190	1.21	4.2
SmCo ₅	1020	1.05	17.0
CoPt	840	1.01	4.9
BaFe ₁₂ O ₁₉	740	0.48	0.33
Alnico 5	1240	(1.35) 1.40	0.32

Table 1.1 : Température de Curie T_C , aimantation à saturation M_s , constante d'anisotropie K_1 de quelques matériaux magnétiques durs utilisés pour la réalisation d'aimants, issu de [6].

Les contraintes de tenue en température imposent de bénéficier d'une température de Curie élevée (> 300 °C). Cela est obtenu dans les alliages samarium-cobalt, tandis que l'ajout de dysprosium dans les alliages NdFeB permet de conserver une coercivité notable à haute température mais impacte fortement le coût. En 2020, le coût des différents éléments a été reporté par J.M.D. Coey et synthétisé sous forme de tableau périodique (cf. Figure 1.8).

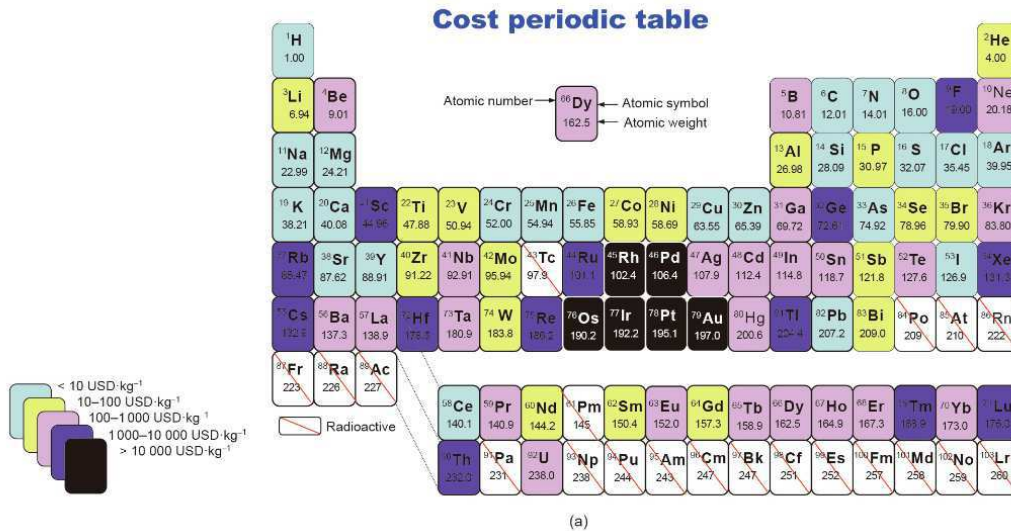


Figure 1.8 : Tableau périodique des éléments affectés à cinq catégories différentes de coûts ; issu de [3].

2) Procédés d'intégration de micro-aimants

Pour certaines technologies MEMS, des aimants permanents sont requis, particulièrement pour les applications de type récupérateurs d'énergie électromagnétiques. Différentes techniques de réalisation sont utilisées pour la fabrication de micro-aimants pour MEMS. Nous allons ici passer en revue les principales.

a) Dépôt électrochimique

Une méthode classiquement utilisée en salle blanche est le dépôt électrochimique. Ce procédé, intéressant pour son faible coût, sa vitesse de dépôt élevée et les fortes épaisseurs atteignables, est facile à intégrer au sein des étapes de micro-fabrication et donc, parfaitement compatible avec la réalisation de MEMS. Bien que principalement utilisé pour le dépôt de cuivre ou de matériaux ferromagnétiques doux, comme le nickel, on peut relever dans la littérature quelques développements d'aimants permanents. A cause de potentiels d'oxydoréduction trop élevés, les matériaux magnétiques à base de terres rares ne peuvent être déposés par cette technique. Ce sont donc principalement des alliages à base de fer ou de cobalt qui sont utilisés.

Par exemple, en 2019 Wang *et al.* [7] développent des aimants CoPt présentant une épaisseur importante (Figure 1.9(a)) et des propriétés magnétiques intéressantes (Figure 1.9(b)), telles qu'une coercivité supérieure à $850 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$ et un produit énergétique $(BH)_{max}$ de $75 \text{ kJ}\cdot\text{m}^{-3}$. Cependant, un recuit à haute température (675°C) est nécessaire pour obtenir de telles propriétés. En effet, seule la phase ordonnée $L1_0$ présente une anisotropie magnétocristalline suffisante pour des applications de type aimants permanents. Or, cette étape de recuit à haute température peut poser problème

pour l'intégration directe de tels aimants dans un procédé de microfabrication de type MEMS [8]. Ainsi, d'autres alliages présentant de moins bonnes propriétés, typiquement un $(BH)_{max}$ inférieur à 20 kJ.m^{-3} , mais ne nécessitant pas cette étape de recuit sont souvent préférés, comme par exemple le CoNiP ou CoNiMnP. Ce dernier a notamment été utilisé pour la réalisation d'un récupérateur d'énergie électromagnétique par Han *et al.* [9,10] en 2014, récupérateur présenté dans la section suivante.

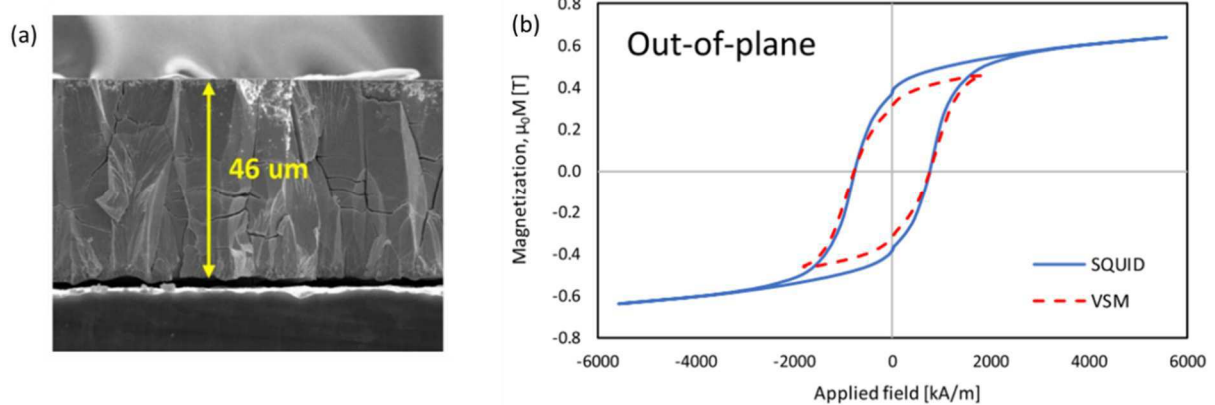


Figure 1.9 : (a) Image en microscopie à balayage (MEB) en vue transverse de l'alliage CoPt après recuit et polissage de la face supérieure. (b) Cycle d'hystérésis en aimantation de cet alliage, dans la direction perpendiculaire au plan, tiré de [7].

b) Dépôt par pulvérisation cathodique

Le dépôt par pulvérisation cathodique (*sputtering* en anglais) est beaucoup utilisé en microélectronique et permet d'atteindre de hautes performances en termes d'aimants permanents grâce notamment à l'utilisation de matériaux à base de terres rares, tels que NdFeB ou SmCo. Ces dépôts sont généralement limités à de faibles épaisseurs car (i) les vitesses de dépôts sont souvent lentes ($< 1 \text{ µm.h}^{-1}$), et (ii) les couches sont extrêmement contraintes entraînant des problèmes de délamination. Des vitesses de dépôt de NdFeB bien supérieures ($> 15 \text{ µm.h}^{-1}$) ont été obtenus pour la pulvérisation triode [11,12]. Les conditions de dépôt des couches et en particulier la température de dépôt jouent un rôle crucial sur la cristallinité des couches et donc sur leurs propriétés magnétiques. Ainsi lorsque le dépôt est réalisé à basse température, typiquement inférieure à 450 °C , la couche présente une structure amorphe. Il est donc nécessaire d'effectuer un recuit à 750 °C afin de cristalliser la phase de haute anisotropie magnétocristalline $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$. Finalement une rémanence de $1,4 \text{ T}$, une coercivité de 1273 kA.m^{-1} ainsi qu'un produit énergétique $(BH)_{max}$ de 400 kJ.m^{-3} sont atteints pour une épaisseur de 5 µm sur des substrat de silicium [13]. L'intégration de films magnétiquement durs à haute performance dans les MEMS nécessitent leur structuration à l'échelle micrométrique, comme par exemple les dépôts sur substrats de Si préstructurés effectués à l'Institut Néel (Figure 1.10(a)). Cette structuration ne modifie pas les propriétés magnétiques du matériau (Figure 1.10(b)), et comme nous le

verrons au Chapitre 3, elle offre l'avantage de relaxer les contraintes mécaniques apparaissant aux fortes épaisseurs ($> 10 \mu\text{m}$) et entraînant la délamination du film continu. Dans le cadre général de l'ANR POMADE dans laquelle s'inscrit mon travail de thèse, des travaux ont été menés à l'Institut Néel pour augmenter l'épaisseur des couches jusqu'à $50 \mu\text{m}$. Ces résultats seront introduits dans les simulations au Chapitre 2 et présentés plus en détails au Chapitre 3.

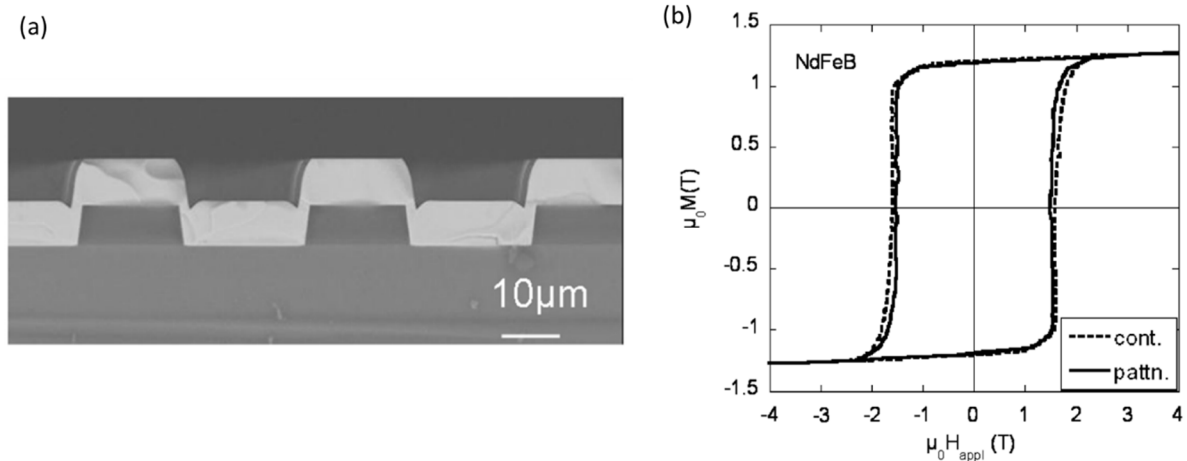


Figure 1.10 : (a) Image en microscopie à balayage en vue transverse du dépôt de NdFeB sur substrat structuré. (b) Cycle en aimantation hors plan pour un film continu comparé au même dépôt sur substrat préstructuré (pattn.) ; issu de [11].

c) Utilisation de poudres magnétiques

Afin d'obtenir des micro-aimants d'épaisseur importante il est possible d'utiliser des matériaux composites à base de poudres ferromagnétiques [14]. Des microbilles de FeC [15] ou de NdFeB [16] ont ainsi été incorporées à une matrice polymère. Afin de conserver une bonne tenue mécanique et donc une bonne processabilité, la fraction volumique du composite en micro-particules ne peut être trop importante, typiquement inférieur à 10 %. Par exemple, Kandpal *et al.* ont dispersé des particules de Co dans une matrice SU8 mais n'ont pu dépasser la fraction volumique de 0,3 % [17]. Toutefois l'avantage principal de cette voie d'élaboration de micro-aimants est la forte épaisseur atteignable, compris entre $10 \mu\text{m}$ et 1mm . Cependant, les propriétés magnétiques, comme l'aimantation rémanente et le produit énergétique, vont être fortement impactées par la dilution des particules dans la matrice non magnétique. Par ailleurs, les poudres sont aléatoirement orientées au sein de la matrice conduisant à des aimants isotropes et ainsi à une faible rectangularité de cycles d'hystérésis. Afin d'augmenter les performances, D. Arnold et son équipe ont développé une approche directe de dépôt de microparticules de NdFeB dans des cavités préstructurées sur substrat grâce à la technique « Doctor Blade » (Figure 1.11(a)). En balayant la surface avec une lame, des dépôts à sec [18] ou par voie humide [19] peuvent être réalisés, puis protégés par une couche de passivation (polyimide, parylène, epoxy). Les forces capillaires apparaissant

lors de l'évaporation du solvant permettent de compacter les microparticules dans les cavités et ainsi d'augmenter les fractions volumiques. Un produit énergétique $(BH)_{max} = 30 \text{ kJ.m}^{-3}$ a ainsi pu être obtenu (Figure 1.11(c)). Des améliorations sont proposées par les auteurs en réalisant notamment un dépôt sous champ magnétique afin d'orienter les particules et ainsi obtenir des aimants anisotropes.

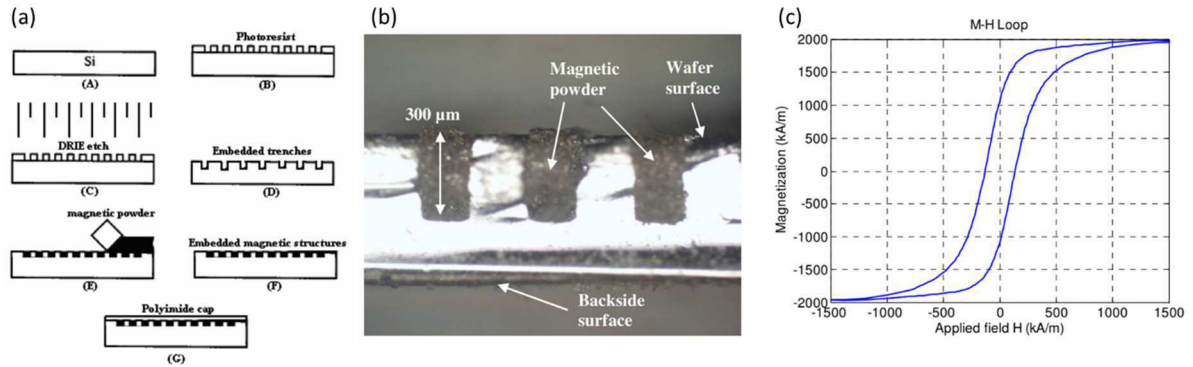
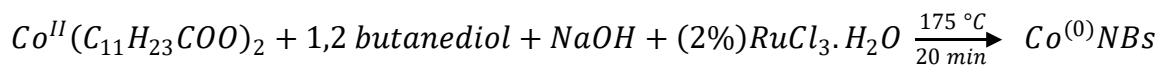


Figure 1.11 : (a) Procédé de fabrication de micro-aimants par Doctor Blade, (b) image optique en coupe des micro-aimants réalisés et (c) leur cycle en aimantation ; issu de [20].

d) Assemblage de nanoparticules synthétisées par voie chimique

Une alternative aux particules micrométriques commerciales de NdFeB est l'utilisation de nanoparticules optimisées. Ainsi, grâce au contrôle précis de la taille, de la forme et de la cristallinité, des nanobâtonnets (NBs) de cobalt monocristallins développés au LPCNO se révèlent des briques élémentaires d'intérêt pour la fabrication d'aimants permanents sans terres rares [21]. En combinant en effet l'anisotropie magnétocristalline du cobalt hexagonal avec l'anisotropie de forme dans des particules cylindriques de diamètre 15 nm et de rapport d'aspect > 5 [22,23], ces objets permettent d'atteindre des champs coercitifs d'intérêt ($H_c > 400 \text{ kA.m}^{-1}$) [23].

Pour atteindre cette morphologie cible, les NBs de cobalts sont synthétisés par voie polyol. Brièvement, la synthèse consiste en la réduction d'un précurseur de cobalt ($\text{Co}^{\text{II}}(\text{C}_{11}\text{H}_{23}\text{COO})_2$) en présence d'une solution basique de butanediol suivant la réaction ci-dessous [24]:



Des germes de Ru formés in-situ par réduction du sel de ruthénium ajouté en faible quantité ($\text{RuCl}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$) jouent un rôle important en initiant la croissance du Co (Figure 1.12(b)(c)) [25]. Leur nombre permet de contrôler la taille des bâtonnets finaux comme l'a montré M. Pousthomis durant sa thèse de doctorat au LPCNO [23,26]. Le contrôle de taille et de forme nécessaire à l'obtention des propriétés magnétiques est rendu possible par la présence de ligands organiques, les laurates $\text{C}_{11}\text{H}_{23}\text{COO}^-$ provenant de la décomposition du précurseur. Ces ligands stabilisent préférentiellement les faces

$\{10\bar{1}0\}$, favorisant une croissance suivant l'axe c de la structure hcp (Figure 1.12(c)) [27] : l'axe c coïncide in fine avec l'axe des NBs monocristallins.

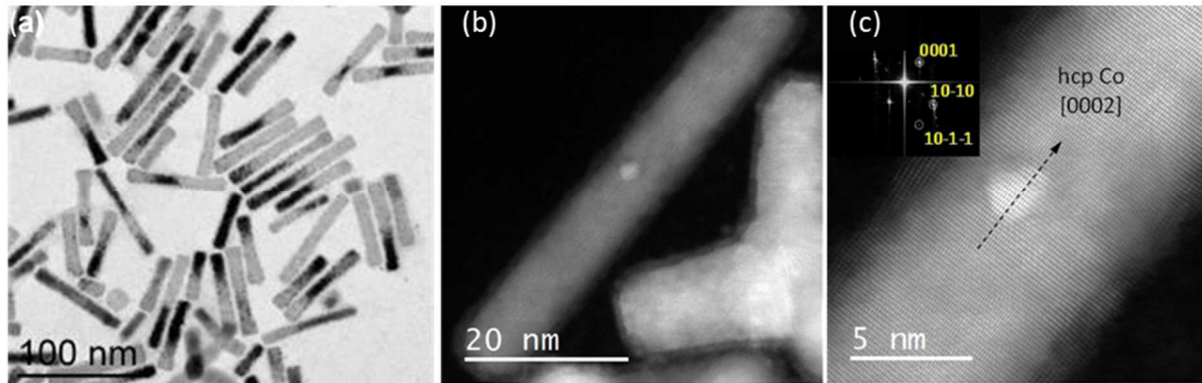


Figure 1.12 : (a) Cliché de MET de nanobâtonnets de Co obtenus par synthèse polyol, (b) cliché MET haute résolution – HAADF (High-Angle Annular Dark-Field) permettant d'imager un NB unique, le contraste plus clair au centre indique la présence d'un germe de Ru au centre de chaque NB. (c) Cliché à fort grossissement illustrant la continuité des plans atomiques entre le Co et le Ru et confirmant la croissance du Co suivant l'axe c [0002] de la structure hcp .

Les NBs ainsi obtenus peuvent être ensuite alignés pour former des assemblées denses, comme l'a montrée E. Anagnostopoulou durant sa thèse [28,29]. Pour cela une suspension de NBs est évaporée sous un champ magnétique externe, typiquement 1 T (Figure 1.13(a)). Les bâtonnets s'alignent rapidement sous l'effet du champ, suivant un processus récemment étudié par caméra ultrarapide par Antoine Gonon durant sa thèse [30] (collaboration IMFT Toulouse), puis se compactent lors de l'évaporation du solvant, formant ainsi un matériau dense (Figure 1.13(b)(c)). Les assemblées obtenues présentent de bonnes propriétés magnétiques combinant un champ coercitif de 370 kA.m^{-1} , une induction rémanente de 0,96 T et une rectangularité de 0,96 (Figure 1.13(d)). Des produits énergétiques $(BH)_{max}$ de l'ordre de 120 kJ.m^{-3} ont ainsi été obtenus pour ces assemblées [29], comblant ainsi l'écart entre les ferrites ($< 30 \text{ kJ.m}^{-3}$) et les terres rares ($> 200 \text{ kJ.m}^{-3}$).

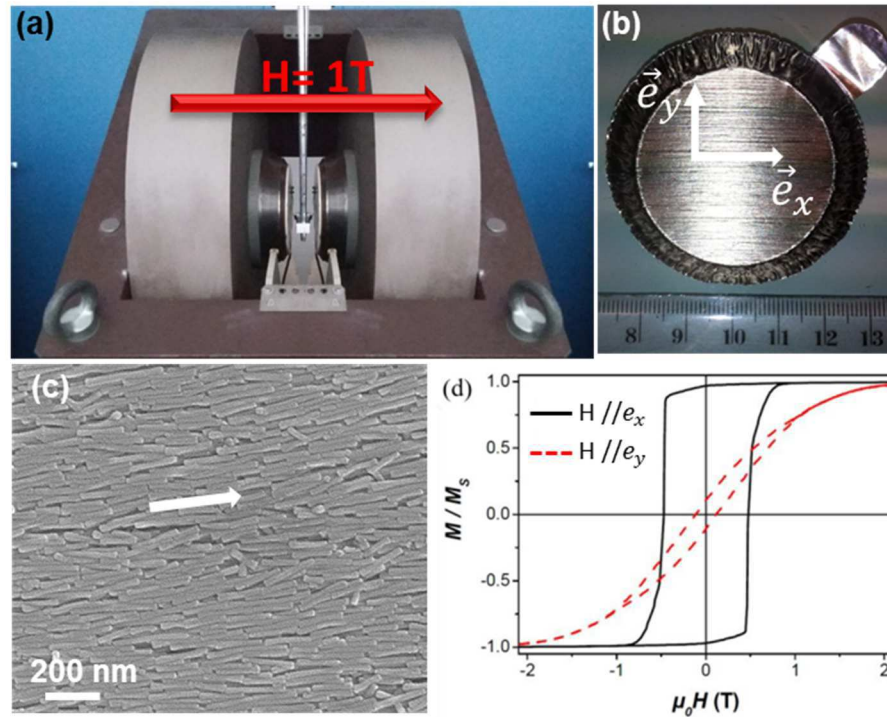


Figure 1.13 : Photographies (a) de l'électroaimant (1T) utilisé pour l'alignement de NBs Co et (b) du dépôt obtenu au fond du moule d'aluminium après évaporation du solvant. (c) Image MEB de la surface du dépôt, et (d) cycle en aimantation normalisés selon l'axe facile (noir) et difficile (pointillés rouges) ; issu de [29].

Grâce à une collaboration étroite entre le LPCNO et le LAAS, Pierre Moritz a développé au cours de sa thèse une technique de fabrication de micro-aimants localisés [31,32]. L'utilisation de la technique dite de magnétophorèse, détaillée au Chapitre 5 de ce manuscrit, permet de localiser le dépôt de NBs sur un substrat et ce au niveau de zones présentant de forts gradients de champ magnétique. En effet, des plots de nickel préalablement électrodéposés sur le substrat de Si permettent de générer des gradients de champ magnétique attirant et localisant le dépôt entre deux plots (Figure 1.14(a)). Ceci permet la réalisation d'aimants de taille typique de 500 μm de long, 500 μm de large et allant jusqu'à des épaisseurs de 150 μm. Cette technique d'assemblage dirigé, menée à température ambiante et pression atmosphérique conduit à un bon alignement des particules au sein du matériau (Figure 1.14(c)) et ainsi à de bonnes propriétés magnétiques (Figure 1.14(d)). Les aimants obtenus présentent en effet un champ coercitif de 470 kA.m⁻¹, une induction rémanente de 0,4 T et un produit énergétique maximal de 30 kJ.m⁻³. La cartographie de l'induction rayonnée par de tels aimants a été réalisée à l'aide d'une micro-sonde de Hall développée dans l'équipe de Nora Dempsey à l'Institut Néel. Des champs de 35 mT ont ainsi pu être mesurés à des distances de 200 μm des aimants (Figure 1.14(e)).

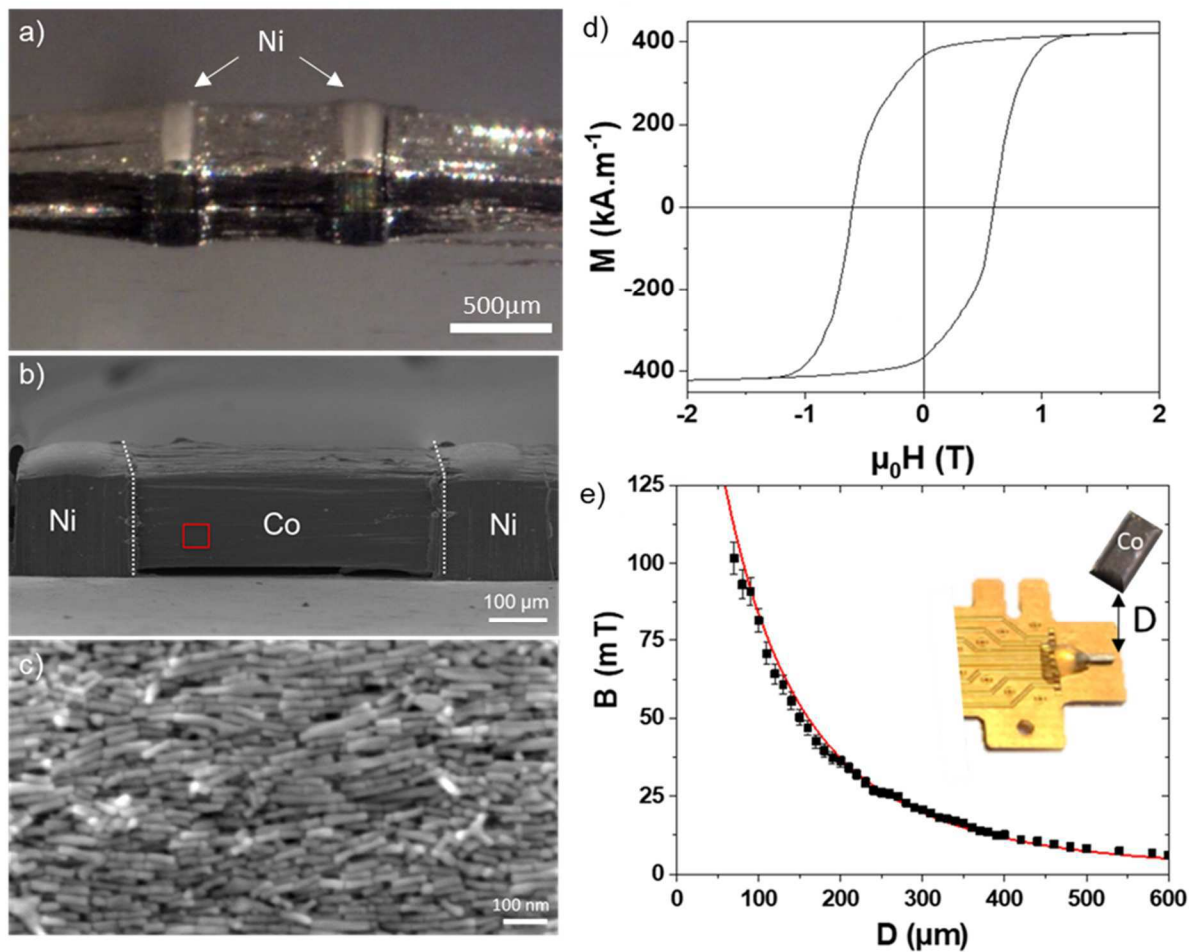


Figure 1.14 : a) Image optique et b-c) images MEB des nanobâtonnets de Co assemblés par magnétophorèse et localisés entre deux plots de Ni. d) Cycle d'hystérésis $M(H)$ à 300K de l'assemblage de NBs de Co, e) induction magnétique générée par l'aimant à une distance D expérimentale (points) et simulée par éléments finis (ligne rouge). Insert : schéma de principe de la mesure par micro-sonde de Hall face à l'aimant ; tiré de [32].

L'intégrabilité de cette étape de fabrication d'aimants dans un procédé de microfabrication a été démontrée par Pierre Moritz. L'ajout d'étapes supplémentaires de lithographie, gravure et lift-off permet de limiter l'assemblage à l'espace entre les plots de nickel (Figure 1.15(a)-(c)), voire de produire des aimants enterrés permettant ainsi de conserver la planéité des composants (Figure 1.15(d)(e)).

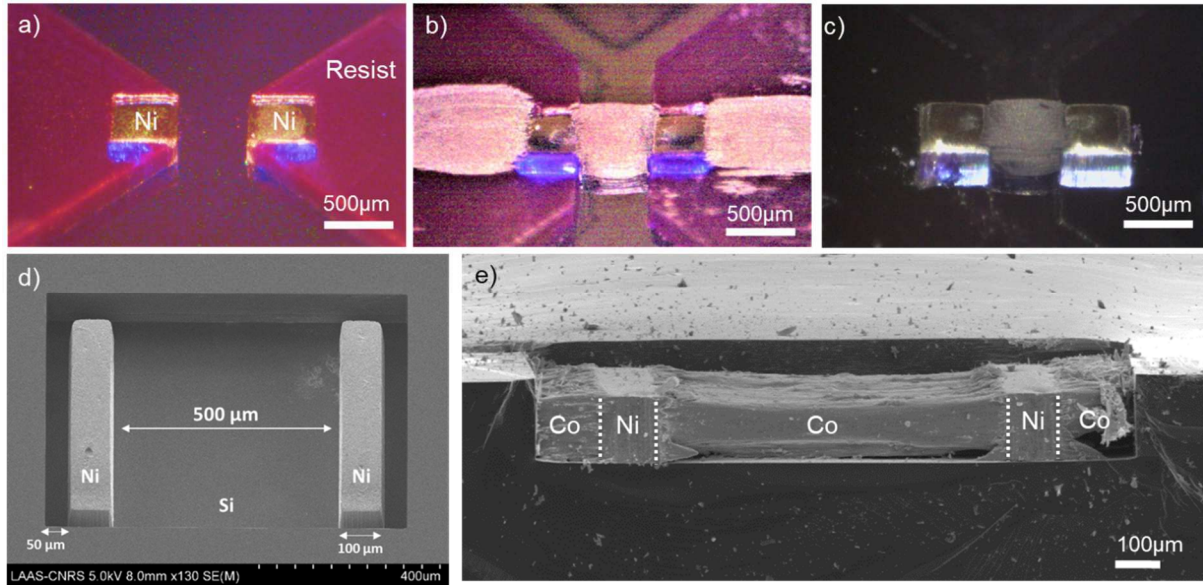


Figure 1.15 : Images optiques de plots de Nickel entourés d'une résine (a) avant et (b) après dépôt localisé par magnétophorèse et (c) après l'étape de lift-off permettant d'éliminer la résine ; issu de [32]. Clichés MEB (d) des plots de Ni électrodéposés au sein d'une cavité gravée dans le substrat de Si et (e) vue en coupe de l'assemblage obtenu.

L'intégration de tels aimants submillimétriques dans des capteurs MEMS a été évaluée lors de la thèse de Pierre Moritz sur un capteur de type gravimétrique [5,32]. La mesure de la variation de masse est obtenue à partir de la modification de la fréquence de résonance d'un cantilever, détectée grâce à des capteurs piézorésistifs intégrés. La mise en vibration de ce cantilever est actionnée par la force de Laplace, c'est-à-dire par l'action conjointe d'un courant AC et d'un champ magnétique fourni par un aimant permanent (Figure 1.16(b)). Jusqu'à présent, ces capteurs MEMS gravimétriques élaborés au LAAS utilisaient des aimants macroscopiques de NdFeB, limitant leur portabilité (Figure 1.16(a)). Un aimant nanostructuré à base de NBs de Co a été placé à une distance D variable de l'extrémité du cantilever afin de remplacer les aimants NdFeB (Figure 1.16(c)). Une courbe de résonance dont l'amplitude varie avec la distance D est ainsi mesurée en fonction de la fréquence du courant AC injecté (Figure 1.16(d)) : la résonance est détectée jusqu'à une distance aimant/cantilever de 300 μm . La variation de l'amplitude de résonance est parfaitement corrélée à la décroissance de l'induction magnétique mesurée précédemment (Figure 1.14(e)), et ce jusqu'à des distances de l'ordre de 500 μm .

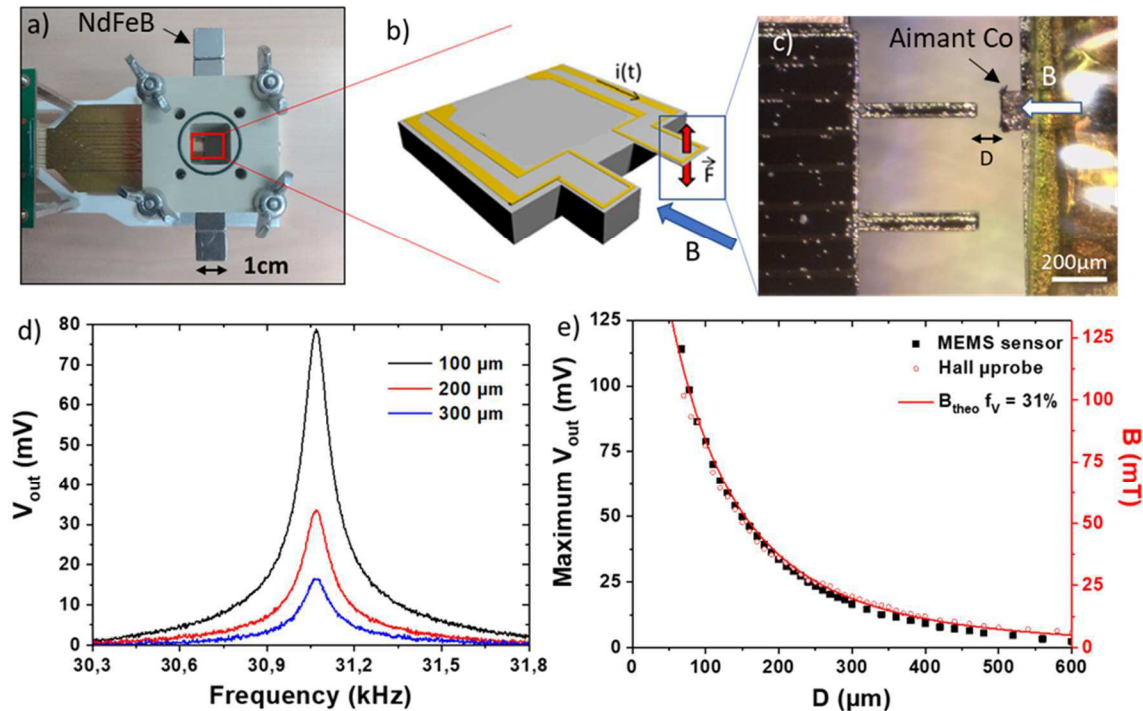


Figure 1.16 : (a)-(c) Image optique et (b) vue schématique du capteur MEMS gravimétrique développé au LAAS. Les aimants centimétriques de NdFeB visibles en (a) ont été remplacés par un aimant nanostructuré à base de NBs de Co placé à une distance D variable de l'extrémité du cantilever (c). Evolution fréquentielle de la tension de sortie (V_{out}) des capteurs piézorésistifs du cantilever pour des distances $D = 100$ (noir), 200 (rouge) et $300 \mu\text{m}$ (bleu). (e) Evolution de la tension maximale V_{out} (noir) et de l'induction magnétique mesurée par la micro-sonde à effet Hall (rouge) en fonction de la distance D [32].

III - Récupérateur d'énergie

Fort de ce résultat encourageant sur l'intégration de micro-aimants performants dans des capteurs MEMS, nous avons souhaité étendre cette approche à d'autres types de dispositifs, en particulier au récupérateur d'énergie. Dans une première partie nous présenterons le principe des récupérateurs d'énergie et leur modélisation puis nous présenterons les réalisations reportées dans la littérature.

1) Principe et modélisation d'un récupérateur d'énergie électromagnétique vibrant

Un récupérateur d'énergie vibrant à transduction électromagnétique se compose d'une masse comportant un aimant permanent mobile en vis-à-vis d'une bobine fixe qui sera le siège d'une force électromotrice par effet d'induction. La partie mobile est mise en mouvement grâce aux vibrations présentes dans l'environnement. Elles peuvent être générées par exemple par des appareils électroménagers, le moteur d'une voiture ou encore la marche d'une personne [33]. Dans un premier temps, la modélisation

électromécanique d'un récupérateur est présentée, suivie par l'état de l'art des différents types de réalisations.

a) Modélisation mécanique

Le système étudié, présenté schématiquement sur la Figure 1.17, est composé d'un ressort de constante de raideur k reliant une masse m à un cadre. Lorsque le cadre est mis en mouvement, un transfert d'énergie a lieu de celui-ci vers la masse via le ressort. Le mouvement relatif entre les deux va être utilisé comme source de transduction. Par ailleurs, le mouvement de la masse subit divers amortissements, d'origines mécaniques (frottement de l'air) et électriques (lié à la conversion d'énergie mécanique en électrique) regroupés dans un premier temps sous un facteur unique d .

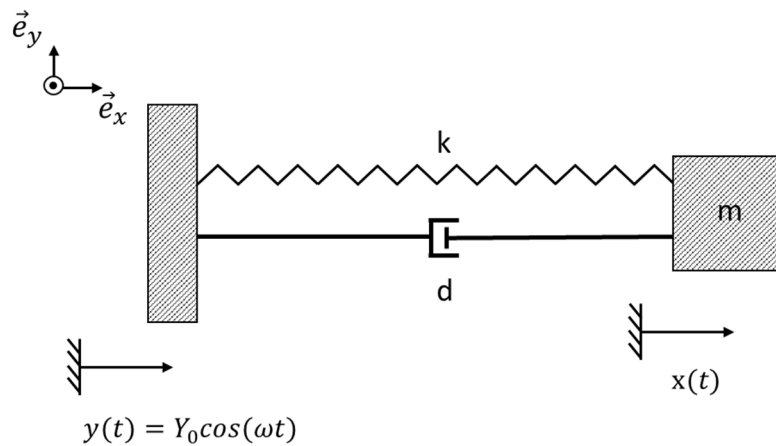


Figure 1.17 : Schéma cinétique du système, considérant une partie vibrante de masse m reliée à un cadre via un ressort de raideur k et un élément amortissant de constante d . Le cadre subit une force extérieure sinusoidale qui engendre un déplacement $y(t)$ selon \vec{e}_x .

Les positions absolues de la masse et du cadre sont notées x' et y respectivement. Lorsqu'un déplacement sinusoidal $y(t)$ est imposé au cadre du système, les forces appliquées sur la masse sont à la fois (i) la force de rappel du ressort la reliant au cadre du système :

$$\vec{F}_r = -k(x' - y)\vec{e}_x \quad (1.12)$$

et (ii) les amortissements mécanique et électrique qui, dans le cas de vibrations mécaniques, sont considérés comme un amortissement visqueux linéaire :

$$\vec{F}_f = -d(\dot{x}' - \dot{y})\vec{e}_x \quad (1.13)$$

Le système considéré est donc un oscillateur harmonique. D'après la 2^{ème} loi de Newton, en négligeant la masse des ressorts l'équation régissant le mouvement du système étudié est :

$$m\ddot{x}' = -k(x' - y) - d(\dot{x}' - \dot{y}) \quad (1.14)$$

(i) Analyse énergétique

De manière intuitive, on pourrait penser qu'il faut diminuer les amortissements pour obtenir un récupérateur plus efficace. Or, lorsque l'on effectue une analyse énergétique, il apparait que le facteur d joue un rôle clé dans la récupération d'énergie. En effet, en multipliant (1.14) par \dot{x}' et en réarrangeant on obtient :

$$k(y - x')\dot{y} + d(\dot{y} - \dot{x}')\dot{y} = d(\dot{x}' - \dot{y})^2 + m\dot{x}'\ddot{x}' + k(x' - y)(\dot{x}' - \dot{y}) \quad (1.15)$$

soit :

$$k(y - x')\dot{y} + d(\dot{y} - \dot{x}')\dot{y} = d(\dot{x}' - \dot{y})^2 + \frac{d}{dt} \left(\frac{m\dot{x}'^2}{2} + \frac{k(x' - y)^2}{2} \right) \quad (1.16)$$

Le membre de gauche correspond à la puissance instantanée présente dans le système. Dans le membre de droite, le premier terme correspond à la puissance dissipée via l'amortissement (électrique et mécanique), tandis que le deuxième terme correspond à la variation temporelle de la somme des énergies cinétique et potentielle. On remarque que l'amortissement apparait des deux côtés de l'équation : il a le double effet de dissiper de l'énergie mécanique via les pertes ou lors de la conversion en énergie électrique, et de transférer de l'énergie du cadre à la masse.

(ii) Amplitude de vibration

Le système considéré est un oscillateur harmonique amorti en régime forcé. En posant $x = x' - y$ le déplacement relatif de la masse par rapport au cadre et en prenant $y = Y_0 \cos(\omega t)$ le déplacement imposé à ce dernier, l'équation (1.14) devient :

$$m\ddot{x} + d\dot{x} + kx = -m\ddot{y} \quad (1.17)$$

La solution complète de cette équation différentielle du second ordre est de la forme $x(t) = x_h(t) + x_p(t)$. La solution homogène $x_h(t)$ correspond aux phénomènes transitoires apparaissant lors de la mise en mouvement du système, tandis que la solution particulière $x_p(t)$ décrit l'état d'équilibre du système en vibration imposé par la force d'excitation [34]. C'est uniquement cette dernière qui sera étudiée dans la suite du développement. L'excitation appliquée est de forme harmonique donc la solution particulière sera de forme sinusoïdale et de même pulsation : $x_p(t) = X_0 \cos(\omega t + \theta) = \text{Re}\{X e^{j\omega t}\}$ avec $X = X_0 e^{j\theta}$. L'équation (1.17) devient :

$$m \cdot \frac{d^2}{dt^2} (X \cdot e^{j\omega t}) + d \cdot \frac{d}{dt} (X \cdot e^{j\omega t}) + k \cdot X e^{j\omega t} = -m \cdot \frac{d^2}{dt^2} (Y_0 \cdot e^{j\omega t}) \quad (1.18)$$

$$m(-\omega^2 X \cdot e^{j\omega t}) + dj\omega X \cdot e^{j\omega t} + k \cdot X e^{j\omega t} = m\omega^2 Y_0 \cdot e^{j\omega t} \quad (1.19)$$

Soit l'amplitude complexe X :

$$X = \frac{m\omega^2 Y_0}{[k - m\omega^2 + dj\omega]} = X_0 e^{j\theta} \quad (1.20)$$

de module X_0 :

$$X_0 = \frac{m\omega^2 Y_0}{\sqrt{(k - m\omega^2)^2 + d^2 \omega^2}} \quad (1.21)$$

et d'argument θ , correspondant à la phase de X par rapport à l'excitation :

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{d\omega}{k - m\omega^2} \right) \quad (1.22)$$

Il est également possible de retrouver cette solution sans recourir aux complexes, via des relations trigonométriques [34,35] ou via la fonction de transfert [34,36].

(iii) Fréquences de résonance

Le module X_0 de l'amplitude complexe X , équation (1.21), peut se mettre sous la forme :

$$X_0 = \frac{Y_0 (\omega/\omega_n)^2}{\sqrt{\left(1 - (\omega/\omega_n)^2\right)^2 + \left(2\zeta(\omega/\omega_n)\right)^2}} \quad (1.23)$$

avec $\omega_n = \sqrt{k/m}$ la pulsation naturelle ou pulsation propre du système, et ζ le rapport d'amortissement défini tel que :

$$\zeta = \frac{d}{2m\omega_n} = \frac{d}{2\sqrt{km}} = \frac{1}{2Q} \quad (1.24)$$

Cette grandeur ζ , sans unité, caractérise l'évolution au cours du temps des oscillations du système. Elle est directement reliée au facteur de qualité Q qui caractérise la capacité du système à conserver son énergie à chaque cycle d'oscillations. Il est alors possible de déterminer une pulsation de résonance ω_{r,X_0} pour le système maximisant X_0 , l'amplitude de déplacement relatif de la masse par rapport au cadre, à une valeur $X_{0,max}$. En effet, en annulant la dérivée de X_0 par rapport à $r = \omega/\omega_n$ (eq.(1.23)) il en découle que :

$$\omega_{r,X_0} = \frac{\omega_n}{\sqrt{1 - 2\zeta^2}} \quad (1.25)$$

De même, en raisonnant maintenant sur le mouvement absolu de la masse vibrante x' , il est possible de réécrire la solution sous la forme : $x'_p(t) = X_0' \cos(\omega t + \Psi) = \text{Re}\{X' e^{j\omega t}\}$ avec $X' = X_0' e^{j\Psi}$:

$$X_0' = \frac{Y_0 \sqrt{k^2 + d^2 \omega^2}}{\sqrt{(k - m\omega^2)^2 + d^2 \omega^2}} = \frac{Y_0 \sqrt{1 + (2\zeta(\omega/\omega_n))^2}}{\sqrt{(1 - (\omega/\omega_n)^2)^2 + (2\zeta(\omega/\omega_n))^2}} \quad (1.26)$$

et

$$\Psi = \tan^{-1} \left(\frac{md\omega^3}{k(k - m\omega^2) + c^2\omega^2} \right)$$

La fréquence de résonance associée $\omega_{r,X_0'}$ maximisant X_0' , s'écrit :

$$\omega_{r,X_0'} = \frac{\omega_n}{2\zeta} \left(\sqrt{1 + 8\zeta^2} - 1 \right)^{1/2} \quad (1.27)$$

Les amplitudes de vibration X_0 et X_0' tracées en fonction du rapport ω/ω_n sont représentées respectivement sur les Figure 1.18(a) et (b), et ce pour différents rapports d'amortissement. Dans le cas de X_0 , la pulsation de résonance est toujours légèrement supérieure à la fréquence propre ω_n tout en s'en approchant lorsque le rapport d'amortissement ζ diminue. Dans le cas de X_0' , le comportement est inverse avec une résonance obtenue pour une pulsation inférieure à la pulsation propre et un écart moindre à mesure que ζ diminue. Ainsi, pour des rapports d'amortissement faibles, soit $\zeta \ll 1$ cas souvent rencontrés dans les récupérateurs MEMS, les deux valeurs de résonance ω_{r,X_0} et $\omega_{r,X_0'}$ tendent vers $\omega_r = \omega_n$. Dans ce cas, les déplacements sont maximisés lorsque le système travaille à sa fréquence propre $f_n = \frac{\omega_n}{2\pi}$.

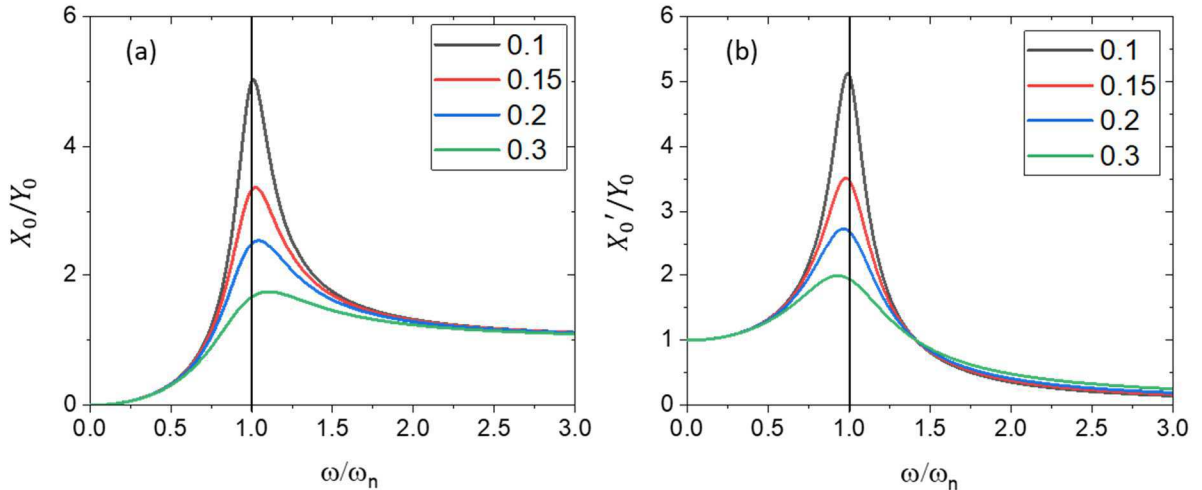


Figure 1.18 : Amplitude de vibration (a) relatif X_0 et (b) absolu X_0' de la masse par rapport au cadre en fonction du rapport de la pulsation de travail sur la pulsation propre, pour différents rapports d'amortissement ζ .

b) Modélisation électromagnétique

(i) Force électromotrice

La plupart des générateurs utilisant un moyen de transduction électromagnétique sont basés sur le principe de la loi de Lenz-Faraday, ce qui sera le cas dans la suite de ce manuscrit. Lorsqu'un circuit électrique voit une variation de flux magnétique φ au travers de sa surface, il est le siège d'une force électromotrice, notée e :

$$e = - \frac{d\varphi}{dt} \quad (1.28)$$

Ces générateurs sont donc composés d'une partie mobile mise en mouvement grâce aux vibrations environnantes, relativement au cadre. Les aimants permanents (masse) sont placés sur la partie mobile et font face à une bobine de N spires fixée au cadre. Considérant N spires, la force électromotrice s'approche alors par :

$$e = - \sum_i^N \frac{d\varphi_i}{dt} \quad (1.29)$$

Le flux magnétique φ_i à travers la $i^{\text{ème}}$ spire de surface S_i est tel que :

$$\varphi_i = \int_{S_i} \vec{B} \cdot \vec{dS} \quad (1.30)$$

Par conséquent, l'objectif afin de maximiser la force électromotrice est d'optimiser la variation de flux magnétique perçue par chaque spire de la bobine.

Les aimants ayant un mouvement relatif x par rapport à la bobine, il sera utile par la suite de réécrire la force électromotrice comme le produit du gradient de flux d'induction magnétique et de la vitesse de déplacement relative :

$$\boxed{e = - \frac{d\varphi}{dx} \times \frac{dx}{dt}} \quad (1.31)$$

(ii) Schématisation électrique

Le système aimant-bobine est représenté sur la Figure 1.19(a). Son circuit équivalent présenté Figure 1.19(b) se compose de la bobine représentée comme un générateur idéal de tension e en série avec sa résistance interne R_c et son inductance L_c , l'ensemble en parallèle avec une résistance de charge R_L .

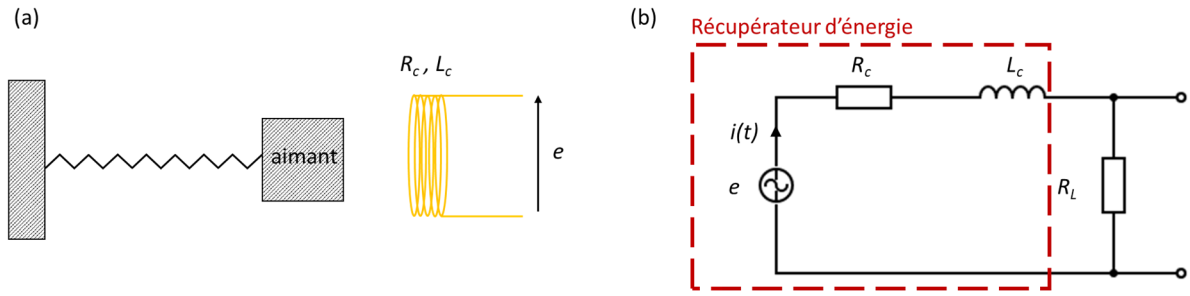


Figure 1.19 : (a) Représentation schématique du système avec l'aimant fixé à un ressort faisant face à la bobine. (b) Circuit électrique équivalent du système, considérant le récupérateur d'énergie comme une source de tension alternative e , en série avec sa résistance R_c et son impédance L_c internes, en parallèle avec une résistance de charge R_L .

D'après la loi de Kirchhoff sur le circuit électrique, Figure 1.19(b) :

$$(R_c + R_L + j\omega L_c)i(t) - e(t) = 0 \quad (1.32)$$

Or, d'après l'équation (1.31), la force électromotrice peut se réécrire :

$$e(t) = -\frac{d\varphi}{dx} \cdot \frac{dx}{dt} = -K \cdot \dot{x} = -K(\dot{x}' - \dot{y}) \quad (1.33)$$

où x est la position relative de la masse-aimant par rapport à la bobine fixée au cadre du système, et K est le facteur de transduction [36], également appelé facteur électromagnétique [37], ou encore facteur électromécanique [35] voire facteur de force [38]. Ce paramètre K représente le lien entre la force électromotrice et la vitesse de déplacement relatif bobine/aimant. Nous étudierons en détails dans le chapitre suivant ce paramètre K et plus spécifiquement le gradient de flux auquel il se réfère (eq.(1.33)), car cela conditionne une bonne partie de l'efficacité du système. À ce stade, l'introduction d'un facteur K dans les équations permet d'inclure le couplage magnétique bobine/aimant sans le détailler dans un premier temps. Ceci permet de focaliser l'étude analytique sur les performances purement électromécaniques comme la puissance électrique délivrée dans une charge et son optimisation mécanique (amortissements) et électrique (résistance et inductance internes, résistance de charge). L'équation (1.32) se réécrit donc :

$$(R_c + R_L + j\omega L_c)i(t) - K(\dot{x}' - \dot{y}) = 0 \quad (1.34)$$

$$i(t) = \frac{K(\dot{x}' - \dot{y})}{(R_c + R_L + j\omega L_c)} \quad (1.35)$$

Remarque : On peut noter que ce paramètre K est parfois exprimé comme $K = N \cdot B \cdot l$ dans la littérature [35–37]. Il s'agit d'une relation obtenue par une grande simplification du problème. En effet, prenons le cas d'une spire unique de largeur l et de longueur x , comme représenté Figure 1.20, en présence d'une induction magnétique B homogène. Le flux d'induction magnétique passant au travers de ce circuit est, d'après l'équation (1.30), $\varphi = B \cdot S = Blx$. Si maintenant un des segments de longueurs x s'allonge à la vitesse dx/dt , la surface s'accroît de $l dx$ et la variation de flux d'induction magnétique associée est $d\varphi = B \cdot l \cdot dx$. Ainsi la force électromotrice engendrée par ce système est $e = -\frac{d\varphi}{dt} = -\frac{d\varphi}{dx} \times \frac{dx}{dt} = -Bl \times v$. Pour un système avec N spires l'équation devient donc [39] :

$$e(t) = -N \cdot B \cdot l \cdot v \quad (1.36)$$

soit $K = N \cdot B \cdot l$. Cette expression ne présente pas un grand intérêt en vue de proposer un dispositif mais permet d'illustrer la dépendance du couplage électromécanique vis-à-vis de l'aimant considéré (B) et de la géométrie de la bobine (N, l).

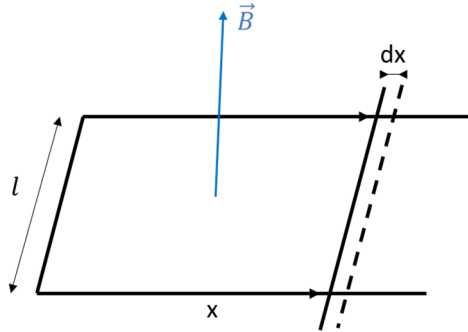


Figure 1.20 : Représentation schématique d'un circuit électrique rectangulaire de côtés l et x , avec x variant au cours du temps et environné d'une induction magnétique \vec{B} homogène.

c) Système global

Considérons le cas d'un couplage électromécanique simple : la variation de flux d'induction magnétique vue par la bobine et créée par le mouvement relatif de la masse induit un courant dans la bobine. Ce courant va générer un champ magnétique secondaire, qui va exercer une force sur la masse-aimants telle que [35] :

$$F = K \cdot i \quad (1.37)$$

et

$$e = K \cdot \dot{x}$$

En dissociant les amortissements, électrique associé à K et mécanique de constante d_m , la 2^{ème} loi de Newton sur la masse (eq.(1.14)) s'écrit ici :

$$-k(x' - y) - d_m(\dot{x}' - \dot{y}) - Ki = m\ddot{x}' \quad (1.38)$$

En injectant (1.35) dans (1.38) :

$$m\ddot{x}' + d(\dot{x}' - \dot{y}) + k(x' - y) = 0 \quad (1.39)$$

avec désormais :

$$d = d_m + \frac{K^2}{R_L + R_C + j\omega L_c} = d_m + d_e \quad (1.40)$$

ainsi l'amortissement électrique s'écrit :

$$d_e = K^2/(R_L + R_C + j\omega L_c) \quad (1.41)$$

Dans le cas d'un micro-générateur fonctionnant à faibles fréquences (typiquement inférieures à 1 kHz pour les fréquences utilisables [40]), il est possible de négliger l'inductance de la bobine car l'impédance associée est très faible devant la résistance interne R_C [36], comme nous le montrerons expérimentalement par la suite. Ceci conduit donc à :

$$d_e = K^2/(R_L + R_C) \quad (1.42)$$

(i) Puissance générée

La puissance instantanée absorbée par la masse est intrinsèquement la puissance dissipée par amortissement soit $P(t) = F_f \cdot v(t) = -d \cdot \dot{x}(t)^2$, d'après l'équation (1.13). Pour $x(t) = X_0 \cos(\omega t + \theta)$ on obtient :

$$P_{inst} = d\omega^2 X_0^2 \sin^2(\omega t + \theta) \quad (1.43)$$

La puissance moyenne est obtenue en intégrant la puissance instantanée sur une période du cycle :

$$P_{moy} = \frac{d\omega^2 X_0^2}{2} = \zeta m \omega_n \omega^2 X_0^2 \quad (1.44)$$

En introduisant l'expression de X_0 (eq.(1.21) et (1.23)), elle peut être réécrite comme :

$$P_{moy} = \frac{dm^2 \omega^6 Y_0^2}{2((k - m\omega^2)^2 + d^2 \omega^2)} = \frac{m\zeta Y_0^2 (\omega/\omega_n)^6 \omega_n^3}{(1 - (\omega/\omega_n)^2)^2 + (2\zeta \omega/\omega_n)^2} \quad (1.45)$$

ou encore :

$$P_{moy} = \frac{dm\omega^4 Y_0 X_0}{2\sqrt{(k - m\omega^2)^2 + d^2 \omega^2}} \quad (1.46)$$

finalement sous forme sans dimensions :

$$\pi = \frac{P_{moy}}{m\omega^3 Y_0 X_0} = \frac{\zeta (\omega/\omega_n)}{\sqrt{(1 - (\omega/\omega_n)^2)^2 + (2\zeta \omega/\omega_n)^2}} \quad (1.47)$$

Dans cette dernière expression, en annulant la dérivée du terme de droite par rapport à r , avec $r = \omega/\omega_n$ le rapport de pulsations, nous obtenons un maximum pour $r = 1$,

soit pour $\omega = \omega_n$. Ainsi, la puissance absorbée est maximale pour $\omega = \omega_n$ et conduit dans ces conditions, d'après l'équation (1.45), à une puissance moyenne :

$$P_{moy}^{\omega=\omega_n} = \frac{m\omega_n^3 Y_0^2}{4\zeta} \quad (1.48)$$

De plus, en posant $\omega = \omega_n$, pulsation pour laquelle X_0 atteint $X_{0,max}$ si $\zeta \ll 1$, l'expression de $X_{0,max}$ est (eq.(1.23)) :

$$X_{0,max} = \frac{Y_0 k}{d\omega_n} = \frac{Y_0 m \omega_n}{d} = \frac{Y_0}{2\zeta} \quad (1.49)$$

Et l'équation (1.46) devient :

$$\boxed{P_{moy}^{\omega=\omega_n} = \frac{m\omega_n^3 Y_0 X_{0,max}}{2}} \quad (1.50)$$

Cette expression représente le flux d'énergie maximum présent dans le système, soit le flux d'énergie maximum qui peut être extrait de l'environnement.

Il apparaît que pour maximiser cette puissance, l'amplitude d'excitation Y_0 ainsi que la fréquence d'excitation $\omega = \omega_n$ doivent être maximales. Toutefois il s'agit là de composantes de l'environnement. De plus, il faut que l'amplitude de vibration X_0 de la masse vibrante soit maximale, de même que sa masse m . Il faudrait donc adapter le rapport d'amortissement ζ (eq.(1.49)) de telle sorte que l'amplitude de vibration X_0 de la masse vibrante soit égale à l'amplitude maximale $X_{0,max}$ que peut atteindre cette masse d'après les considérations liées à la géométrie du récupérateur. Etant directement liée au facteur de qualité Q , la valeur de ζ (eq.(1.24)) va également exercer une influence sur la largeur de bande de la réponse en puissance en fonction de la fréquence d'excitation. En effet, comme le montre la Figure 1.21, pour un faible ζ , le facteur de qualité du système est élevé, avec par définition une courbe de résonance très étroite autour de la valeur $\omega = \omega_n$. Il en résulte qu'à la fréquence propre du système, la puissance absorbée sera très importante. En revanche, lorsque le système s'écarte de cette fréquence, la puissance absorbée décroît d'autant plus que le facteur de qualité est élevé, *i.e.* le rapport d'amortissement ζ est faible. Ainsi, ce facteur permet de moduler la sélectivité en fréquence du système [41]. Pour certaines applications, il peut être intéressant d'avoir une largeur de bande plus grande afin que le système puisse travailler sur une gamme de fréquences plus importante, même si cela implique une puissance récupérée maximale plus faible.

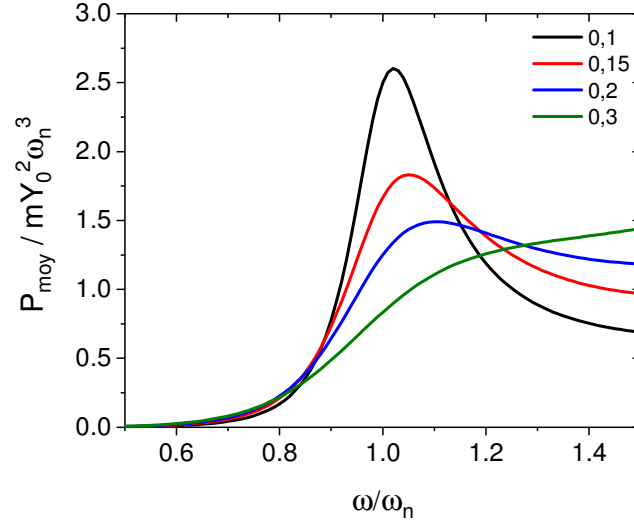


Figure 1.21 : Réponse de la puissance normalisée générée par un récupérateur d'énergie électromagnétique vibrant en fonction du rapport ω/ω_n pour différents rapports d'amortissements ζ (eq.(1.45)).

(ii) Puissance dans le domaine électrique

La puissance décrite par l'équation (1.50) correspond à la puissance mécanique transmise de l'environnement au système, mais toute cette puissance n'est pas convertie en énergie utile. En effet, comme précisé eq.(1.40), l'amortissement peut être décomposé en deux parties $d = d_m + d_e$ correspondant respectivement à l'amortissement mécanique et électrique. Le facteur d'amortissement ζ peut donc également s'exprimer comme $\zeta = \zeta_m + \zeta_e$ dans l'équation (1.48). La puissance absorbée dans le domaine électrique devient :

$$P_{moy,elec} = \frac{\zeta_e m \omega_n^3 Y_0^2}{4(\zeta_e + \zeta_m)^2} \quad (1.51)$$

Par conséquent, même si d'après l'équation (1.48) il semble intéressant de minimiser le facteur d'amortissement, l'équation (1.51) montre qu'une partie de cet amortissement est nécessaire à la génération de puissance électrique par le système. Il faut donc optimiser chacune de ses composantes de manière à maximiser la puissance utile. Le maximum est atteint pour $dP_{moy,elec}/d\zeta_e = 0$ obtenu à la condition $\zeta_e = \zeta_m$ si bien qu'afin de maximiser la puissance résultante dans le domaine électrique, il serait idéalement nécessaire de faire coïncider les composantes électrique et mécanique du rapport d'amortissement. Bien que non aisé et si tant est que l'amortissement électrique est connu, cela pourrait être envisagé, en jouant sur la géométrie du dispositif afin de faire varier les frottements visqueux et donc l'amortissement mécanique. De plus, toute la puissance dite électrique n'est pas utile puisqu'une partie correspond aux pertes dans la résistance R_c de la bobine, tandis que la puissance utile pour la conversion d'énergie est associée à la puissance dissipée dans la résistance de charge R_L . Celle-ci peut être

exprimée en fonction de R_C et R_L à partir de l'expression du courant (eq.(1.35), $L_C\omega \ll R_L + R_C$) :

$$P_{inst,load} = i^2 R_L = \frac{K^2 R_L \omega_n^2 X_0^2}{(R_L + R_C)^2} \sin^2(\omega_n t + \theta) \quad (1.52)$$

Puis en intégrant la puissance instantanée sur un cycle, la puissance moyenne aux bornes de la résistance de charge peut s'exprimer comme :

$$P_{moy,load} = \frac{K^2 R_L \omega_n^2 X_0^2}{2(R_L + R_C)^2} \quad (1.53)$$

En introduisant l'expression de $X_{0,max}$ à $\omega = \omega_n$ (Eq. (1.49)) la puissance peut se réécrire à l'aide des eq.(1.40) et eq.(1.42):

$$P_{moy,load} = \frac{K^2 R_L m^2 \omega_n^4 Y_0^2}{2(d_m(R_L + R_C) + K^2)^2} \quad (1.54)$$

Il est possible de différencier deux composantes de l'amortissement électrique d_e , le premier $d_{e,load}$ correspondant à la conversion d'énergie utile dans la résistance R_L , le second $d_{e,loss}$ quant à lui lié aux pertes dues à la résistance interne R_C de la bobine. En effet, en multipliant (1.54) par $1/(R_L + R_C)^2$ au numérateur et au dénominateur on obtient :

$$P_{moy,load} = \frac{d_{e,load} m^2 \omega_n^4 Y_0^2}{2(d_m + d_{e,loss} + d_{e,load})^2} \quad (1.55)$$

avec $d_{e,load} = K^2 R_L / (R_L + R_C)^2$ et $d_{e,loss} = K^2 R_C / (R_L + R_C)^2$, tels que $d_e = d_{e,load} + d_{e,loss} = K^2 / (R_L + R_C)$. Il apparait alors que les facteurs d'amortissements électriques ne sont pas indépendants et que tout changement dans les paramètres du système K , R_C , R_L exerce une influence à la fois sur l'un et l'autre.

Il convient désormais d'adapter l'impédance de charge R_L afin d'y maximiser la puissance. La condition $dP_{moy,load}/dR_L = 0$ amène à $\boxed{R_L = R_C + K^2/d_m}$ et à la puissance correspondante d'après eq.(1.54):

$$\boxed{P_{moy,load,opt} = \frac{K^2 m^2 \omega_n^4 Y_0^2}{8d_m(d_m R_C + K^2)}} \quad (1.56)$$

Le flux de d'énergie maximal délivré à la résistance de charge (eq.(1.56)) peut être relié au flux d'énergie passant dans le système depuis l'environnement (eq.(1.50)) par [35] :

$$P_{moy,load,opt} = \frac{P_{moy}^{\omega=\omega_n} (R_L - R_C)}{2} = \frac{P_{moy}^{\omega=\omega_n} (d_e)}{2} \quad (1.57)$$

Il en résulte que la résistance interne de la bobine R_C ainsi que le facteur d'amortissement mécanique doivent être minimisés. De plus, le rendement du système sera au maximum de 50 %, dans le cas idéal où la résistance interne de la bobine serait nulle.

d) Conclusion

En conclusion, le modèle théorique du récupérateur d'énergie électromagnétique a été décrit dans ce chapitre en insistant sur les domaines mécanique et électrique. Certaines conclusions peuvent être tirées dans le but de réaliser un système le plus performant possible. Notamment, pour maximiser la puissance effective générée par le système donc mesurable dans une résistance de charge, il faut que la pulsation de travail ω ainsi que Y_0 l'amplitude de l'excitation soient maximales. Toutefois, ces composantes dépendent directement de l'environnement et sont donc contraintes. En revanche, l'amplitude X_0 parcourue par la masse dépend directement de Y_0 et est maximale à $X_{0,max}$ pour $\omega = \omega_n$. Il faut toutefois que $X_{0,max}$ soit physiquement permis par le débattement maximum autorisé par la géométrie du système. A noter que dans le cas d'une mesure d'un résonateur réel sur un banc de test (Chapitre 4) celui-ci permet généralement l'ajustement de l'accélération a ce qui permet de sélectionner l'amplitude ($a = Y_0\omega^2$).

De plus, le flux de puissance extrait de l'environnement par le système est maximal lorsque la fréquence de travail est égale à la fréquence propre du système $f_n = \omega_n/2\pi$. Comme nous allons le voir au Chapitre 2, la géométrie du résonateur va définir sa fréquence de résonance mécanique, ainsi le choix de l'architecture doit être adaptée en fonction de l'excitation environnante visée. Les fréquences de vibrations d'environnements divers tels que le compartiment moteur ou le tableau de bord d'une voiture, une machine à laver ou encore une fenêtre proche d'une rue passante sont de l'ordre d'un à quelques centaines de Hertz, si bien que la fréquence de résonance d'un récupérateur est typiquement choisie dans la gamme de 10 à 1000 Hz et constitue ainsi une donnée d'entrée du problème. Il a également été montré que pour un système fortement amorti, l'énergie pourra être extraite sur une gamme de fréquences plus importante autour de la fréquence de résonance, au détriment de sa valeur (*i.e.* densité d'énergie plus faible). Ainsi, si l'application visée possède une fréquence bien définie, il est intéressant d'avoir un système très peu amorti, en revanche si les fréquences d'excitation sont susceptibles de varier, un système plus amorti serait un choix judicieux. La deuxième option étant la plus répandue, un accent particulier a été mis sur l'augmentation de la bande passante des systèmes ces dernières années. Il est également nécessaire que m , la masse de la partie vibrante, soit maximale.

L'adaptation d'impédance montre que pour maximiser la puissance délivrée à la résistance de charge, il faut que celle-ci soit égale à la somme de la résistance interne

de la bobine et du facteur K^2/d_m . Par ailleurs, pour maximiser la puissance générée, la résistance interne de la bobine devra être minimisée, de même que le coefficient d'amortissement mécanique (eq.(1.56)). Toutefois, le rendement ne pourra être que de 50 % dans le meilleur des cas.

Le facteur de transduction K doit être maximisé. Ce facteur, pouvant s'approcher comme $K = NBl$, va augmenter pour une induction importante, mais également pour une taille de bobine et un nombre de spires importants. En revanche, ces deux dernières caractéristiques vont avoir pour effet d'augmenter la résistance interne de la bobine. C'est pourquoi le facteur de transduction est parfois indiqué sous la forme $K = \alpha R_C$, avec α un facteur de proportionnalité lié à la géométrie de la bobine et à l'induction magnétique qui l'entoure. Dans ce cas, l'optimum serait de minimiser R_C et donc d'avoir un α important. Ceci requiert une grande densité de flux d'induction magnétique dont l'optimisation est abordée en détail dans le second chapitre de ce manuscrit.

2) Récupérateur d'énergie MEMS vibrant

Si le fonctionnement des récupérateurs d'énergie électromagnétique est bien connu et que leur réalisation donne lieu à de bonnes performances à des tailles macroscopiques, leur réalisation à l'échelle microscopique reste aujourd'hui un défi. En effet, la réduction de la taille du système va entraîner une diminution des dimensions, du nombre d'aimants et particulièrement de la surface de la bobine, donc du couplage électromagnétique ($d\phi/dx$) [42,43]. Par ailleurs, le débattement maximum de la masse vibrante et ainsi le $X_{0,max}$ autorisé seront moindres, réduisant la puissance. De plus, pour une excitation d'amplitude Y_0 et une fréquence f données, un système de petite taille à faible débattement atteindra une plus faible vitesse relative qu'un système plus volumineux, diminuant la force électromotrice (eq.(1.33)). Lors d'une étude dédiée à la réduction d'échelle de générateurs électromagnétiques vibrants, O'Donnell *et al.* estime que la puissance est proportionnelle au cube de la dimension du système [42].

La réalisation de récupérateurs d'énergie MEMS performants constitue donc un objectif ambitieux poursuivi au cours des trente dernières années avec des systèmes variés que l'on peut classer en trois catégories principales suivant leur géométrie.

a) Vibration hors plan

La géométrie la plus classique est celle où le mouvement relatif de l'aimant est parallèle à l'axe de la bobine. Dans ce type de système, il est nécessaire que l'induction générée par l'aimant soit perpendiculaire au plan de la bobine. Dans la plupart de ces dispositifs, l'ensemble est réalisé par des procédés de micro-fabrication, hormis l'aimant réalisé par des procédés de métallurgie classiques puis reporté sur des ressorts ou une

membrane dans le dispositif [44,45]. Par exemple dans le système réalisé par Wang *et al.* [46] (Figure 1.22), un aimant permanent en NdFeB est reporté sur une structure de ressorts planaires au-dessus d'une bobine également planaire. Les vibrations environnant le dispositif vont engendrer un mouvement vertical de l'aimant. Pour une fréquence de 55 Hz, le dispositif génère une tension de 18 mV crête à crête et une puissance maximale estimée à 0,61 μ W.

Il est cependant possible de noter que depuis quelques années, certains dispositifs incluent des aimants micro-fabriqués, souvent électrodéposés [9], déposés par pulvérisation cathodique [47] ou réalisés à partir de poudre magnétiques [48]. De plus, au lieu d'être retenus au cadre par des ressorts, dans certains systèmes les aimants sont en course libre dans un tube ou mis en lévitation par un aimant de polarisation opposée et passent au travers de la bobine lors de leur déplacement [49–51]. Certains systèmes sont constitués d'une série de micro-générateurs pour combiner les générations respectives [52] ou pour augmenter la bande passante en fréquence du système [53].

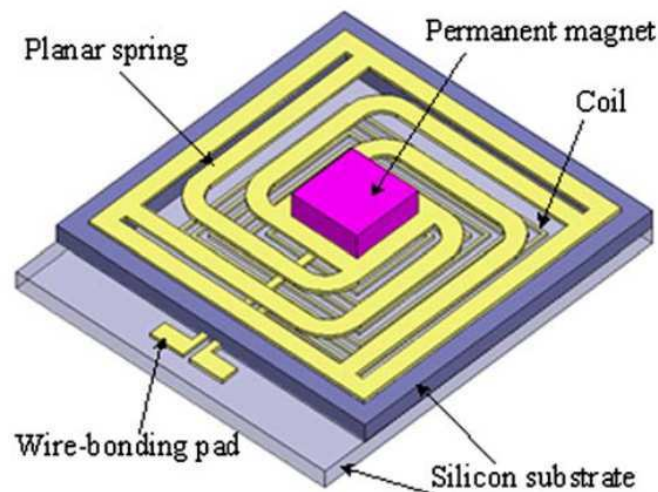


Figure 1.22 : Récupérateur d'énergie composé d'un aimant reporté sur un ensemble de ressorts permettant un mouvement perpendiculaire au plan de la puce, faisant face à une bobine planaire ; tiré de [46].

Il est compliqué de comparer les performances des différents récupérateurs d'énergie électromagnétiques d'une part parce qu'ils possèdent des tailles très variables et d'autre part parce que tous les tests ne sont pas réalisés dans les mêmes conditions d'excitations. Comme la puissance générée par un système dépend directement de l'accélération de l'excitation, il a été proposé une grandeur permettant de s'affranchir l'une l'autre. La densité de puissance normalisée (*Normalized Power Density*, NPD) s'exprime comme :

$$NPD = \frac{P}{V \cdot a^2} \quad (1.58)$$

où P est la puissance générée par le système, V son volume total et a est l'accélération apportée au système pour générer cette puissance.

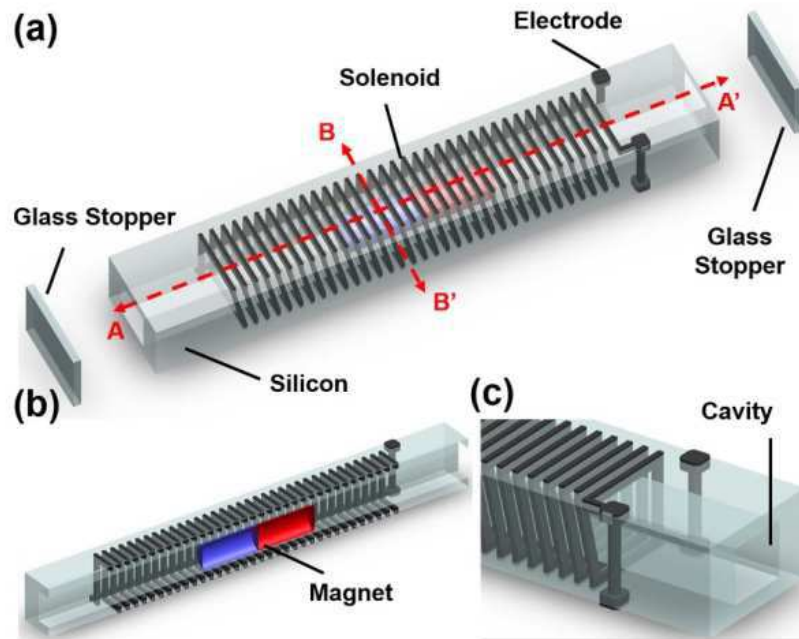


Figure 1.23 : (a) Vue 3D d'un dispositif de récupération d'énergie développé par Han *et al.* (b) vue en coupe selon la direction A-A' repéré en (a), et (c) agrandissement d'une extrémité ; tiré de [49].

La Table 1.2 répertorie quelques exemples de dispositifs de récupération d'énergie électromagnétique avec déplacement perpendiculaire au plan. Il apparaît que la tension ainsi que la puissance générées diminuent avec le volume du dispositif, jusqu'à des valeurs estimées à quelques pW pour celui de Wang *et al.* [48]. De même, dans la plupart des cas, la NPD diminue globalement avec le volume. Ceci suggère que les récupérateurs d'énergie de petites dimensions ne sont pas aussi efficaces que leur équivalent macroscopique au facteur d'échelle près. Ceci résulte des contraintes technologiques inhérentes aux microsystèmes. La valeur de NPD la plus importante atteinte pour un dispositif de petite taille ($<1 \text{ cm}^3$) est obtenue par Han *et al.* en 2021 [49]. Leur dispositif micro-fabriquée directement sur substrat de silicium utilise un aimant en course libre au sein d'un tube comportant une bobine hélicoïdale (Figure 1.23). Ce système, de $0,045 \text{ cm}^3$ génère 40 mV et $13,81 \text{ }\mu\text{W}$ à une fréquence de 24 Hz et une accélération de $4,99g$, soit une densité de puissance bien supérieure aux autres systèmes de volume similaire.

Référence	Fréquence (Hz)	Volume (cm ³)	Accélération (m.s ⁻²)	Tension (mV)	Puissance (μW)	NPD (μW.cm ⁻³ .g ⁻²)
[50] Dallago <i>et al.</i>	10,4	9,9	1g	2,25×10 ³	6×10 ³	606,06
[51] Uluşan <i>et al.</i>	15	6	0,7g	1,61×10 ³ (c-c)	110 (rms)	0,39
[53] Yang <i>et al.</i>	369, 938	~3,4	0,76g	0,088 et 0,009	0,6 et 3,2	~0,23 et ~1,24
[45] Ching <i>et al.</i>	110	1	9,7g	4,4 (c-c)	830 (rms)	85,2
[47] Pan <i>et al.</i>	60	0,45	/	40	100	/
[44] Tao <i>et al.</i>	326 / 391	0,29	0,12g	3,6 / 6,5	0,96×10 ⁻³	2,3×10 ⁻¹
[52] Zhang <i>et al.</i>	400	0,22	6,4g	1,02	0,55×10 ⁻³	6,36×10 ⁻⁷
[46] Wang <i>et al.</i>	55	0,13	1,52g	18 (c-c)	0,61	3,09
[49] Han <i>et al.</i>	24	0,045	4,99g	40	13,81	12,39
[48] Wang <i>et al.</i>	530	0,014	1g	13,2×10 ⁻³ (rms)	23×10 ⁻⁶ (estimée)	1,6×10 ⁻³
[9] Han <i>et al.</i>	64	1,325×10 ⁻²	1g	7,5×10 ⁻³	3,6×10 ⁻⁴	2,72×10 ⁻²

Table 1.2 : Tableau récapitulatif des performances pour certains récupérateurs d'énergie électromagnétique avec déplacement hors plan ($g = 9,81 \text{ m.s}^{-2}$). La tension correspond à l'amplitude de la tension mesurée en boucle ouverte, hormis indication c-c pour crête-à-crête.

b) Cantilever

Une des géométries principalement utilisées pour la fabrication de récupérateurs d'énergie électromagnétique est l'utilisation de poutres, ou cantilever, présentant une base fixe. L'aimant est placé à l'extrémité et est donc mis en mouvement face à une bobine fixe. Dans le dispositif réalisé par Beeby *et al.* [54], Figure 1.24, quatre aimants NdFeB sont fixés à l'extrémité d'un cantilever et appairés deux à deux pour libérer un espace où est positionnée la bobine. Avec un mouvement parallèle au plan de la bobine, les aimants sont de polarités opposées selon l'axe et le plan de la bobine (Figure 1.24(b)) afin d'éviter la compensation de variation de flux vue par la bobine. La puissance générée par ce système à 52 Hz et 0,06g est de 46 μW pour une résistance de charge de 4 kΩ.

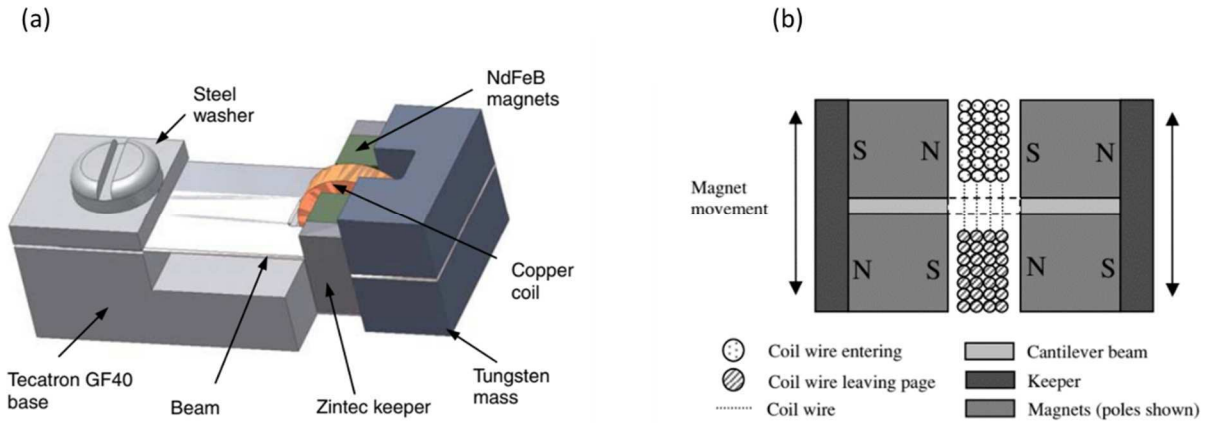


Figure 1.24 : Vues schématiques (a) en perspective et (b) en coupe d'un récupérateur d'énergie comportant 4 aimants supportés par une poutre et se déplaçant de part et d'autre d'une bobine circulaire ; tiré de [54].

Un réseau de poutres peut également être implémenté afin d'augmenter les performances du système [55]. Sari *et al.* présentent par exemple un système original dans lequel un aimant macroscopique vibre à la basse fréquence de l'environnement, puis par couplage magnétique, entraîne le mouvement haute fréquence de microaimants solidaires de cantilevers disposés à proximité. Le nombre de cantilevers et la haute fréquence de récupération permet d'envisager une tension générée importante [56].

Référence	Fréquence (Hz)	Volume (cm ³)	Accélération (m.s ⁻²)	Tension (mV)	Puissance (μW)	NPD (μW.cm ⁻³ .g ⁻²)
[54] Beeby <i>et al.</i>	52	0,15	0,06g	428 (rms)	45,7	5116,7
[55] Sari <i>et al.</i>	3400	0,46	46,5g*	13,4	1,12×10 ⁻³	1,17×10 ⁻⁸
[56] Sari <i>et al.</i>	70-150	0,15	~70,7g*	11,4	5×10 ⁻³	~4,71×10 ⁻⁴

Table 1.3 : Tableau récapitulatif des performances pour certains récupérateurs d'énergie électromagnétiques utilisant une poutre vibrante ($g = 9,81 \text{ m.s}^{-2}$). *accélération estimée à partir du déplacement du cadre et de $a = Y.\omega^2$. La tension correspond à l'amplitude de la tension mesurée en boucle ouverte, hormis indication rms pour tension efficace.

c) Vibration dans le plan

(i) Réalisation pratique

Une approche développée depuis quelques années repose sur le mouvement relatif de l'aimant parallèlement à la bobine. Cela permet notamment de fortement réduire le volume du dispositif par rapport aux systèmes à mouvement perpendiculaire [57]. En effet, dans ces derniers, les dimensions latérales du dispositif sont fixées par la taille de la bobine tandis que l'encombrement vertical est principalement imposé par le

déplacement de la masse. Lorsque le mouvement s'effectue dans le plan de la bobine seule l'épaisseur de la masse influe.

Un exemple de dispositif est celui réalisé par Han *et al.* [10], Figure 1.25 : un réseau d'aimants permanents ($300 \times 300 \times 10 \mu\text{m}^3$) aimantés selon l'axe z est électrodéposé sur une plaque reliée au cadre du système par des ressorts. Une bobine planaire est placée en vis-à-vis à une distance de $10 \mu\text{m}$ de manière à ce que le mouvement des aimants ne couvre que la moitié de sa surface. En effet, avec des aimants tous de même polarité, un réseau d'aimants surplombant la surface entière de la bobine conduirait à une compensation de variation de flux lors du mouvement et aucune tension induite. Ce dispositif produit une tension de $0,98 \text{ mV}$ lorsqu'il est excité à une fréquence de 48 Hz et génère une puissance de $11,2 \text{ nW}$ pour une résistance de charge de $15,8 \Omega$ ($R_c = 11,6 \Omega$).

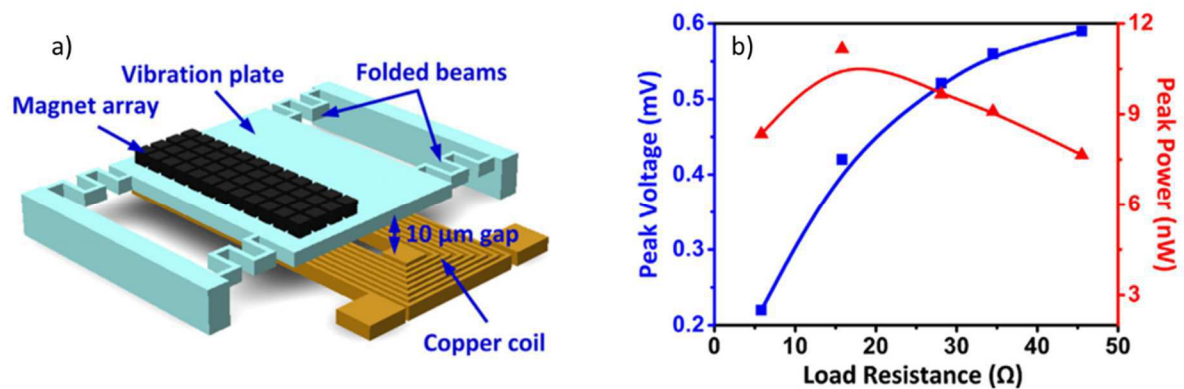


Figure 1.25 : (a) Récupérateur d'énergie composé d'un réseau d'aimants intégrés se déplaçant parallèlement au plan de la puce, en vis-à-vis d'une bobine planaire. (b) Puissance et tension générées par ce système en fonction de la résistance de charge ; issu de [10].

Un aimant de type film mince aimanté selon z (axe de révolution de l'ellipsoïde oblate l'approximant) génère une faible induction magnétique B_z , hormis au niveau de ses bords (Figure 1.5(b), Figure 1.26(a)). L'utilisation d'aimants de petites tailles latérales pour une épaisseur à peu près équivalente permet d'obtenir une induction B_z non négligeable et des champs de fuite plus importants (Figure 1.26(b)), et ainsi de forts gradients de flux d'induction magnétique [58]. L'optimisation de la source magnétique reportée dans la littérature repose sur différentes stratégies, comme l'utilisation d'un réseau de bandes magnétiques espacées [59,60], ou des réseaux de bandes magnétiques adjacentes avec une alternance de polarité *up/down* [61–63]. D'autres topologies moins triviales peuvent être relevées, utilisant souvent des matériaux magnétiques doux afin de guider les lignes de champ magnétique générées par le réseau et ainsi augmenter l'induction magnétique au niveau des zones d'intérêts [1,64]. Toutefois ces approches nécessitent encore d'être testées à l'échelle MEMS.

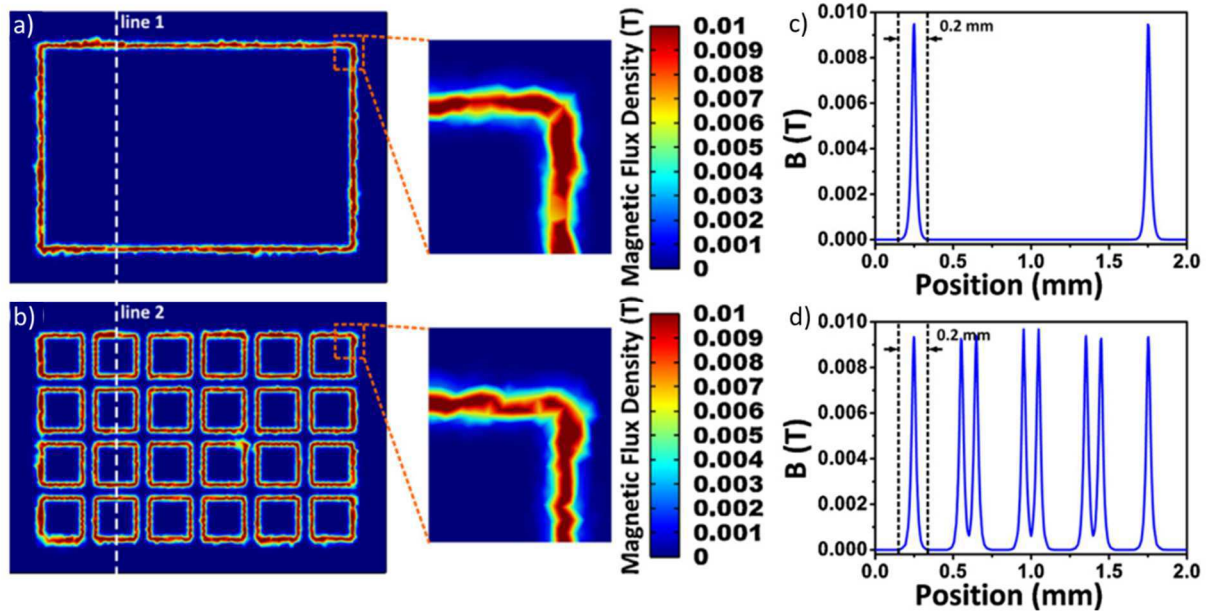


Figure 1.26 : Induction générée par (a) un film magnétique et (b) un réseau d'aimants couvrant la même surface et de volume magnétique équivalent. Profils d'induction magnétique générés correspondant (c) au film mince et (d) au réseau d'aimants ; issu de [10].

Référence	Fréquence (Hz)	Volume (cm ³)	Accélération (m.s ⁻²)	Tension (mV)	Puissance (μW)	NPD (μW.cm ⁻³ .g ⁻²)
[61] Zhang <i>et al.</i>	410	0,67	4,5g	18,2 (c-c)	0,75	5,8×10 ⁻⁴
[63] Yamaguchi <i>et al.</i>	400	0,284	1,29g*	/	3,12 (estimée)	6,87×10 ⁻²
[60] Jiang <i>et al.</i>	115	0,1	1,19g	1	0,12×10 ⁻³	8,77×10 ⁻⁶
[10] Han <i>et al.</i>	48	6,75×10 ⁻²	1,2g	0,98	1,12×10 ⁻²	0,133
[59] Tanaka <i>et al.</i>	100	/	8g*	4	0,12×10 ⁻³ (estimée)	/
[1] Roy <i>et al.</i>	500	/	1g	/	3,3 (estimée)	/

Table 1.4 : Tableau récapitulatif des performances pour certains récupérateurs d'énergie électromagnétiques avec déplacement planaire ($g = 9,81 \text{ m.s}^{-2}$). *accélération estimée à partir du déplacement du cadre et de $a = Y.\omega^2$. La tension correspond à l'amplitude de la tension mesurée en boucle ouverte, hormis indication (c-c) pour crête-à-crête.

La Table 1.4 présente quelques exemples de récupérateurs d'énergie électromagnétiques avec déplacement planaire. Celui présentant la meilleure NPD est celui de Han *et al.* [10] avec une valeur de 1,133 μW.cm⁻³.g⁻², même si la puissance générée n'est que d'une dizaine de nW. Ces faibles performances sont contrebalancées par la taille réduite du dispositif et pourraient être améliorées par l'intégration d'aimants plus performants,

comme discuté par S. Roy *et al.* dans une revue récente [1], ainsi que par un design optimisé conjoint de la bobine et des aimants.

(ii) Optimisation par simulation

Un important travail de simulations aimants/bobine a été réalisé par le groupe de S. Roy [1,58,65] avec pour objectif l'optimisation de récupérateurs d'énergie. Nous en présentons ici les principaux résultats.

Différentes structurations de la source magnétique en réseaux de surface totale constante ont été étudiées et comparées à un bloc magnétique unique. La densité de flux magnétique moyenne générée par le réseau est calculée via COMSOL Multiphysics[®]. Les résultats présentés sur la Figure 1.27 montrent que quelle que soit la structuration choisie, il est plus intéressant d'utiliser un réseau à faible volume magnétique total. A plus fort volume l'utilisation d'un film continu, (d'épaisseur 100 μm dans l'étude), devient avantageuse. En effet, à une distance donnée fixe de l'aimant, l'induction est directement proportionnelle au volume magnétique si bien qu'un film continu épais devient intéressant malgré des champs de fuite moindres. On peut noter qu'une structuration en bandes conduit à des densités de flux magnétique supérieures à celles obtenues avec une structuration en carrés ou en cylindres.

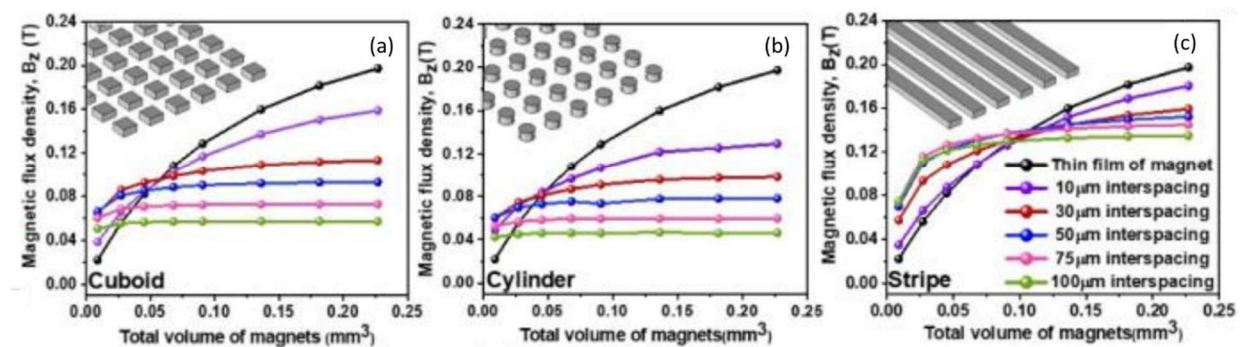


Figure 1.27 : Densité de flux magnétique moyen à 10 μm de la surface du réseau d'aimants en fonction du volume magnétique. Les aimants ont des formes de (a) cubes, (b) cylindres et (c) bandes. L'épaisseur des aimants est ajustée afin que le volume magnétique soit constant lors des variations de forme et de distances inter-aimants ; issu de [58].

Concernant le couplage aimants-bobine, quatre configurations de complexité croissante ont été proposées (Figure 1.28(a)). La première comporte un réseau d'aimant surplombant la moitié de la bobine, identique à la configuration réalisée par Han *et al.* [10]. La deuxième configuration comporte deux réseaux d'aimants d'aimantations opposées couvrant chacun une moitié de la bobine. La troisième comporte deux réseaux d'aimants supplémentaires sous la bobine. Enfin, la dernière configuration intègre un film magnétiquement doux sous les réseaux d'aimants pour guider les lignes de champ et maximiser le flux d'induction vu par la bobine. Deux types de bobines ont également été étudiées, une carrée et une rectangulaire (Figure 1.28(b)). Les valeurs du facteur de

transduction K ont été déterminées pour les quatre configurations magnétiques, les deux types de bobines et dans le cas d'un réseau de bandes et d'un film mince. Récapitulés dans la Table 1.5, les résultats montrent que chaque élément apporté par les différentes configurations a un impact important sur le facteur K et permettrait ainsi d'augmenter les performances du récupérateur d'énergie. Toutefois la réalisation technologique associée à certaines configurations relève d'un véritable défi. Les simulations montrent également que l'utilisation d'une bobine rectangulaire est préférable à une bobine carrée, multipliant par un facteur d'environ 2 le facteur de transduction du fait d'une longueur effective de segments de spires perpendiculaires au mouvement plus important. De plus, dans le cas d'une bobine rectangulaire, l'utilisation d'un réseau de bandes est généralement plus intéressant qu'un bloc unique et permet d'augmenter les performances de 10 à 30 % en fonction des configurations.

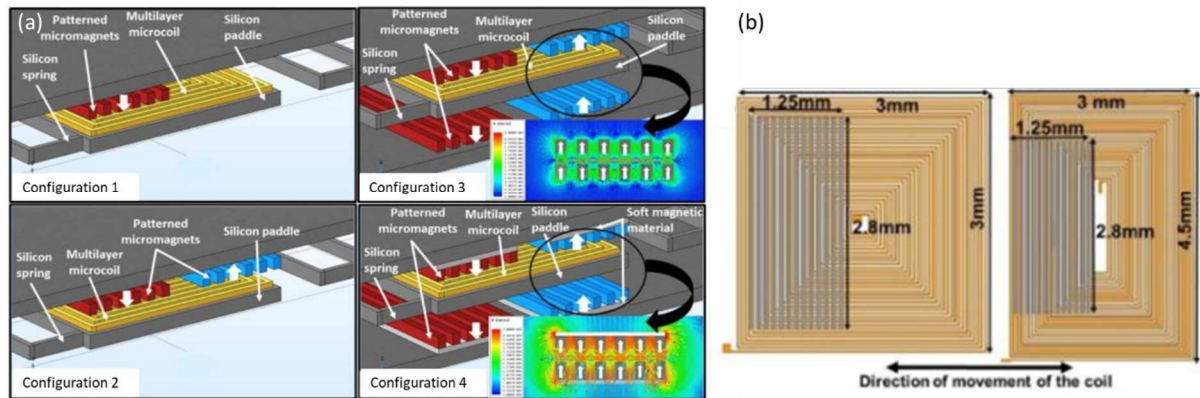


Figure 1.28 : (a) Vue 3D des 4 configurations de récupérateur d'énergie électromagnétique étudiées par S. Roy et al. (b) Représentation schématique des deux designs de bobines étudiés, carrée à gauche et rectangulaire à droite ; issu de [58].

Configuration	Facteur de transduction (K) avec une bobine carrée ($\text{mWb}\cdot\text{m}^{-1}$)		Facteur de transduction (K) avec une bobine rectangulaire ($\text{mWb}\cdot\text{m}^{-1}$)	
	Film mince	Réseau de bandes	Film mince	Réseau de bandes
1	4,47	4,08	7,36	8,42
2	9,08	8,79	13,61	19,45
3	15,71	14,89	26,07	24,11
4	31,66	38,37	48,05	62,9

Table 1.5 : Facteurs de transduction obtenus par simulations pour différentes configurations magnétiques et deux géométries de bobines ; issu de [58].

Une dernière étude menée par ce groupe est l'introduction de non-linéarité du mouvement dans le déplacement de la partie vibrante du récupérateur afin d'augmenter la bande passante. Cela consiste en l'ajout de ressorts selon un axe perpendiculaire à la direction principale du mouvement de la plaque vibrante, permettant ainsi un déplacement selon une seconde direction. Parmi les différents designs étudiés, le plus intéressant présenté Figure 1.29(a) consiste en un compromis entre une largeur de bande de 25 Hz et une puissance générée de $7,73 \mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-3}$. La densité de puissance

représentée Figure 1.29(b) en fonction de la fréquence d'excitation montre un pic de résonance pour des faibles accélérations, puis un comportement non-résonant à partir de $0,3 g$ élargissant ainsi fortement sa bande passante.

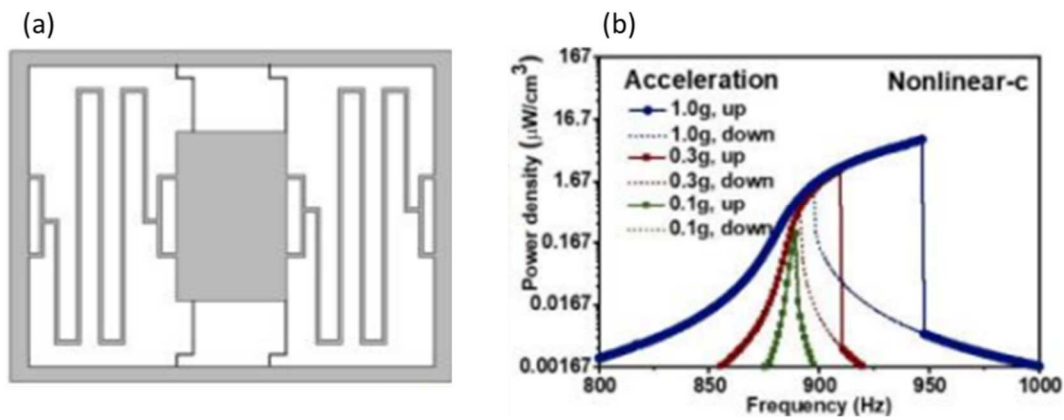


Figure 1.29 : (a) Vue de dessus schématique de la géométrie optimisée pour une plaque vibrante ayant un mouvement non-linéaire (configuration 4 présentée précédemment). (b) Densité de puissance générée par le récupérateur d'énergie associé, en fonction de la fréquence et pour différentes accélérations ; issu de [58].

IV - Conclusion

Ce chapitre illustre le besoin d'aimants permanent de tailles micrométriques pour le fonctionnement de microsystèmes de types MEMS. Ces aimants doivent répondre à des contraintes à la fois sur les performances ($(BH)_{max}$ élevé, mise en forme/structuration, volume) et sur la compatibilité des moyens d'élaboration associés avec les procédés de fabrication des dispositifs notamment en salle blanche. Les matériaux magnétiques les plus intéressants sont accessibles par dépôts par pulvérisation cathodique mais cette technique souffre d'épaisseurs maximales limitées. La voie de particules magnétiques assemblées en micro-aimants est prometteuse vis-à-vis des volumes magnétiques permis mais cela nécessite d'importants développements dans les techniques de dépôts orientés et localisés. Ainsi au cours de ce travail de thèse, deux approches de fabrication de micro-aimants ont été sélectionnées en vue d'une intégration dans un dispositif de récupération d'énergie électromagnétique : (i) l'assemblage contrôlé de nanobâtonnets de cobalt par magnétophorèse afin de former une assemblée dense ; (ii) le dépôt par pulvérisation cathodique de couches structurées de NdFeB de $50 \mu\text{m}$ en collaboration avec l'Institut Néel de Grenoble.

Le cœur d'un récupérateur d'énergie est constitué de la source magnétique couplée à une bobine. Ainsi l'optimisation des performances passe nécessairement par une étude conjointe des deux éléments. L'étude analytique montre par exemple que la puissance électrique fournie par le système dépend de la résistance interne de la bobine. Par ailleurs, le facteur de transduction représentant le gradient de flux magnétique

déecté par la bobine est un paramètre fondamental à maximiser. Ceci requiert des simulations *ad hoc* de bobines spécialement définies par rapport au type de réseau d'aimants. Cette analyse conjointe par simulations par éléments finis est présentée dans le second chapitre en considérant les contraintes des deux approches de fabrications d'aimants envisagées. Enfin, les propriétés mécaniques du résonateur dépendent de son design au travers de sa masse, ressort, taille, amplitude de vibration maximale à ajuster suivant l'environnement visé. En effet, celui-ci fixera la fréquence de résonance et la bande passante du récupérateur. Le chapitre suivant traite donc également des simulations mécaniques du résonateur visé dont la réalisation technique est présentée dans le troisième chapitre, puis ses performances analysées dans le quatrième chapitre.

Chapitre 2 : Modélisation du récupérateur MEMS

Le récupérateur d'énergie électromagnétique que nous développons dans le cadre de cette thèse supportée par le projet ANR POMADE est construit sur le même modèle que celui de Han *et al.* [10] (Figure 1.25(a)). Il est composé d'une partie fixe comportant une bobine planaire ainsi que d'une partie vibrante présentant un réseau d'aimants et reliée au cadre par des ressorts (Figure 2.1). Ces deux parties sont assemblées grâce à un adhésif d'une centaine de micromètres d'épaisseur. Seule la moitié de la bobine surplombe le réseau d'aimants et ce afin d'éviter une compensation de variation de flux lors du mouvement (Figure 2.1(b)). Plusieurs différences sont cependant à noter entre le récupérateur proposé par Han *et al.* et celui que nous développons. En effet, nous avons choisi de placer les aimants sur toute la surface de la plaque vibrante afin d'obtenir une masse plus équilibrée, contrairement à leur plaque centrée sur la bobine mais ne comportant des aimants que sur une moitié. Par ailleurs leur plaque est réalisée en cuivre par électrodéposition tandis que notre structure est gravée dans un substrat de silicium, permettant à la fois une plus grande flexibilité dans le design et une meilleure longévité.

L'objectif de ce chapitre est de présenter les simulations du système réalisées avant sa réalisation technique afin d'optimiser son design et ainsi de maximiser ses performances à la fois du point de vue mécanique et électromagnétique. L'étude de la géométrie de la masse vibrante et des ressorts est présentée dans une première partie. La méthodologie et les résultats des simulations électromagnétiques permettant d'optimiser le réseau d'aimants et le couplage avec la bobine, particulièrement en termes de gradient de flux magnétique, sont ensuite décrits.

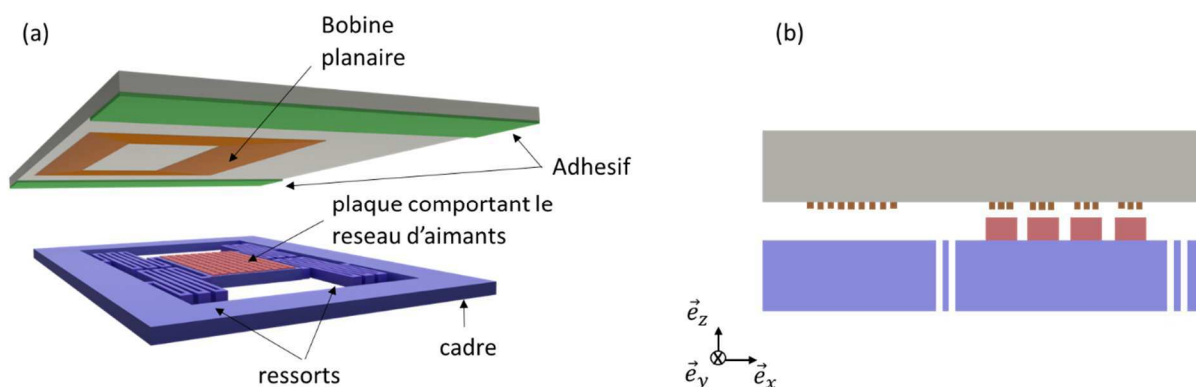


Figure 2.1 : (a) Vue 3D et (b) vue latérale schématique du récupérateur d'énergie considéré, composé d'une partie mobile soutenant un réseau d'aimants et d'une partie fixe comportant une bobine, les deux étant reliées par des bandes adhésives.

I - Simulations mécaniques

Cette première partie s'intéresse à l'optimisation mécanique du récupérateur d'énergie, notamment à la géométrie de la plaque qui supportera le réseau d'aimants et à celle des ressorts lui permettant de se mouvoir sous l'action d'une excitation extérieure. Cette étude fut menée grâce à des simulations par éléments finis avec COMSOL Multiphysics®.

1) Objectifs

L'objectif étant de réaliser un récupérateur d'énergie opérant à partir des vibrations de l'environnement et présentant un encombrement limité, ce dernier devra répondre à plusieurs critères :

- des dimensions latérales pour la plaque et les ressorts n'excédant pas 1,5 cm (Figure 2.2(a)).
- présenter des modes de résonance mécanique découplés : en effet, compte-tenu de la géométrie du système et de la proximité entre la bobine et les aimants (Figure 2.1(b)), il est important que les modes de vibrations dans le plan et hors plan soient bien distincts en fréquences de manière à minimiser le déplacement hors plan (mode z , Figure 2.2(d)) lors de l'utilisation du dispositif.
- présenter un premier mode de résonance dans le plan avec une fréquence basse (≤ 1 kHz). Les fréquences des vibrations générées dans la nature ou par l'activité humaine sont relativement basses, allant typiquement de quelques Hz à 1 kHz [33,40]. Or, comme nous avons pu le mettre en évidence dans le modèle analytique développé au Chapitre 1, le maximum d'énergie est récupéré lorsque le système fonctionne à sa fréquence propre, notée f_n [41] qui peut s'écrire simplement :

$$f_n = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (2.1)$$

avec k la constante de raideur des ressorts et m la masse de la partie vibrante. Il faudra donc ajuster m et k afin que la fréquence de résonance du système soit dans la gamme d'intérêt.

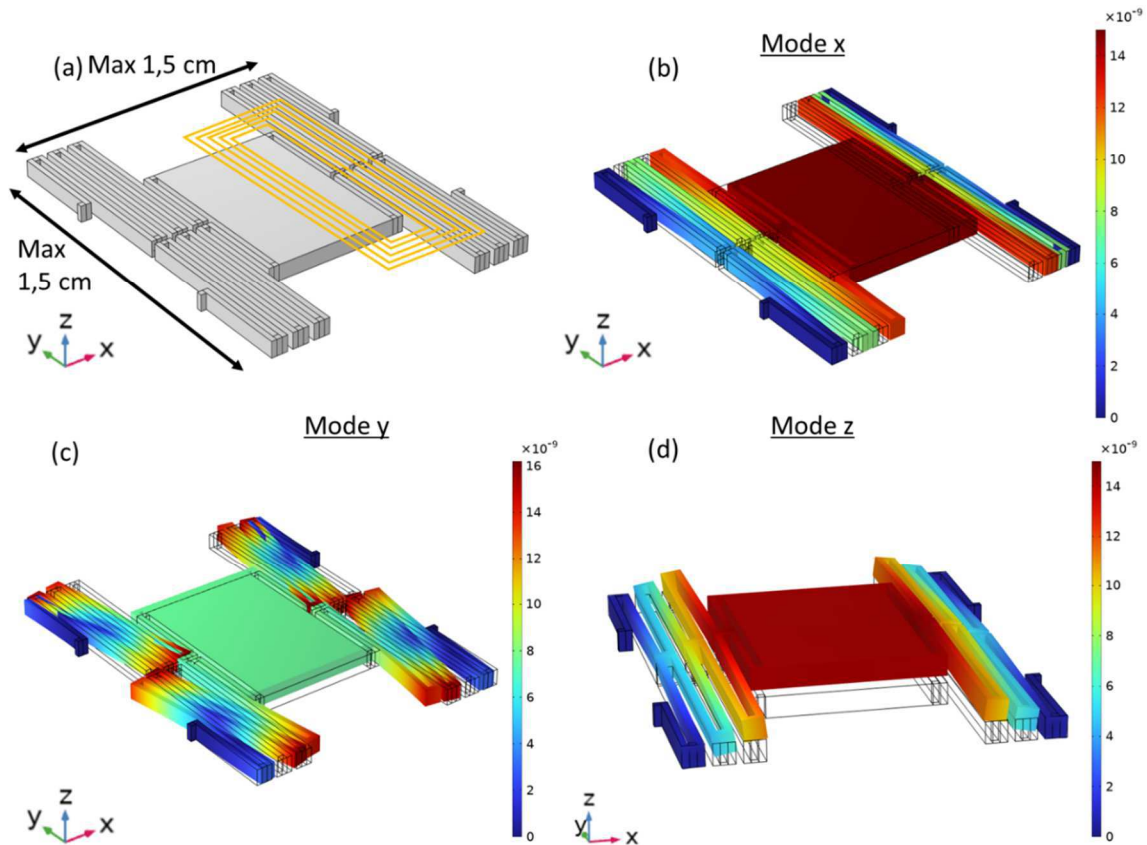


Figure 2.2 : (a) Schématisation de la plaque vibrante en vis-à-vis de la bobine, représentée par les lignes jaunes. Schématisation des 3 premiers modes de vibration du dispositif de récupération d'énergie avec (b) le mode planaire selon l'axe x , (c) le mode planaire selon l'axe y et (d) le mode hors plan selon l'axe z . L'échelle de couleur en m est donnée à titre indicatif.

- présenter des tailles de motifs réalisables technologiquement. En effet, les méthodes de micro-fabrication utilisées lors de la réalisation expérimentale du dispositif imposent une limite minimale de taille de motifs réalisables. Il faut notamment que la résine utilisée soit assez épaisse pour résister à l'ensemble des étapes, particulièrement l'étape de gravure à travers la totalité de l'épaisseur du wafer afin de libérer les bras des ressorts, ce qui nécessite l'utilisation d'une résine épaisse. (Chapitre 3). Or, ce type de résine a une résolution moindre (de l'ordre de 1 : 4) ne permettant pas de réaliser des motifs trop fins. De plus, avec le procédé retenu et la résine choisie, on convient généralement d'un rapport d'aspect maximal de 3 entre la profondeur de gravure et la taille minimale latérale d'un motif afin de limiter l'angle formé par les flancs des motifs lors de la gravure.

2) Simulations par éléments finis

Les simulations ont été effectuées au moyen du module *Structural Mechanics* de COMSOL Multiphysics®. Ce module permet de prendre en compte les contraintes et déformations induites par le mouvement de la plaque et de calculer sa fréquence de

résonance en fonction de la géométrie adoptée. En effet, l'étude de fréquence propre proposée par ce module permet de déterminer les fréquences pour lesquelles le déplacement en l'absence d'excitation extérieure (fréquence propre) sera maximal ainsi que les déformées modales (type de déformation correspondant à chaque mode propre de vibration). Cette étude se base sur la résolution de l'équation du mouvement en l'absence de forces extérieures.

Le matériau choisi pour la plaque et les ressorts est le silicium. Le système est simulé environné de vide, puisque la donnée recherchée est la fréquence propre non amortie du système, soit sans tenir compte des frottements visqueux. Afin de diminuer cette fréquence de résonance f_n il faut, d'après l'équation (2.1) :

- maximiser la masse de la partie vibrante m
- diminuer la raideur k des ressorts reliant la plaque au cadre.

Pour cela, plusieurs paramètres ont été étudiés tels que la taille de la plaque, son épaisseur, ainsi que la géométrie des ressorts. Pour chaque géométrie, les fréquences propres des trois premiers modes de vibration (modes x , y et z , Figure 2.2) sont relevées et étudiées.

a) Géométrie de la plaque

La plaque vibrante est un parallélépipède de silicium de surface S et d'épaisseur t_{res} . Afin d'augmenter sa masse, on pourrait augmenter significativement t_{res} . Or, pour des raisons de simplification du procédé de fabrication, l'épaisseur des ressorts est identique à celle de la plaque si bien que l'augmentation de t_{res} conduit donc certes à une augmentation de m mais également à une augmentation de la raideur k des ressorts. Par conséquent l'épaisseur n'a que très peu d'influence sur la fréquence propre du système. En effet, augmenter l'épaisseur t_{res} d'un facteur 10 (de 50 à 500 μm) induit une variation de seulement 2 % sur f_n . Le système sera donc réalisé avec l'épaisseur standard d'un wafer de silicium utilisé en microfabrication à savoir 525 μm . Pour augmenter la masse de la plaque, il est également possible d'augmenter ses dimensions latérales. Cependant pour restreindre l'encombrement nous avons limité ces dimensions à une taille de 4 mm \times 6 mm correspondant ainsi à une masse $m = 29$ mg.

b) Géométrie des ressorts

En conservant une géométrie similaire au dispositif proposé par Han *et al.* [10], les paramètres qui peuvent être modifiés afin de réduire la raideur des ressorts sont : le nombre de ressorts, leur positionnement par rapport à la plaque ainsi que leur taille. Il est cependant nécessaire que les ressorts gardent une certaine rigidité afin que le mouvement se fasse le plus possible selon l'axe x , tous les autres modes de vibrations étant parasites pour l'utilisation envisagée. Un compromis doit donc être trouvé.

(i) Effet du nombre de ressorts

Avec un seul ressort de part et d'autre de la plaque (Figure 2.3(a)), le mode présentant la plus basse fréquence de résonance couple une translation selon x et une rotation selon l'axe z , parasite pour le système. Ainsi un minimum de 2 ressorts par côté, tel qu'illustré Figure 2.3(b), sera nécessaire afin que le mode de résonance présentant la plus basse fréquence soit purement de translation. De plus, le fait d'augmenter le nombre de ressorts à 3 (Figure 2.3(c)) ou plus aura tendance à augmenter la raideur du système et donc la fréquence de résonance. Finalement le nombre de ressorts sera limité à 2 par côtés de manière à obtenir un premier mode purement translationnel et une fréquence de résonance basse.

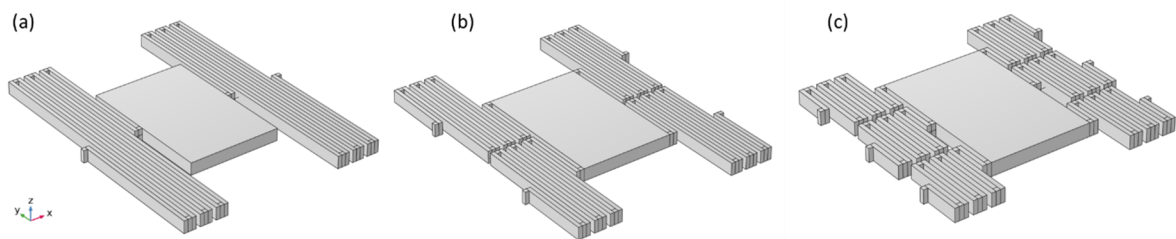


Figure 2.3 : Géométrie de la simulation comprenant la plaque associée à (a) 1, (b) 2 et (c) 3 ressorts de part et d'autre.

La taille des ressorts influence fortement la raideur et donc la fréquence de résonance du système. En effet, il est possible de décomposer chaque ressort en plusieurs parties comme présenté Figure 2.4(a) : les premières représentées en vert et de longueur δ sont appelés bras, tandis que les secondes en rouge et de longueur γ sont appelés connecteurs. L'influence de leurs longueurs sera étudiée séparément afin de découpler leurs effets respectifs.

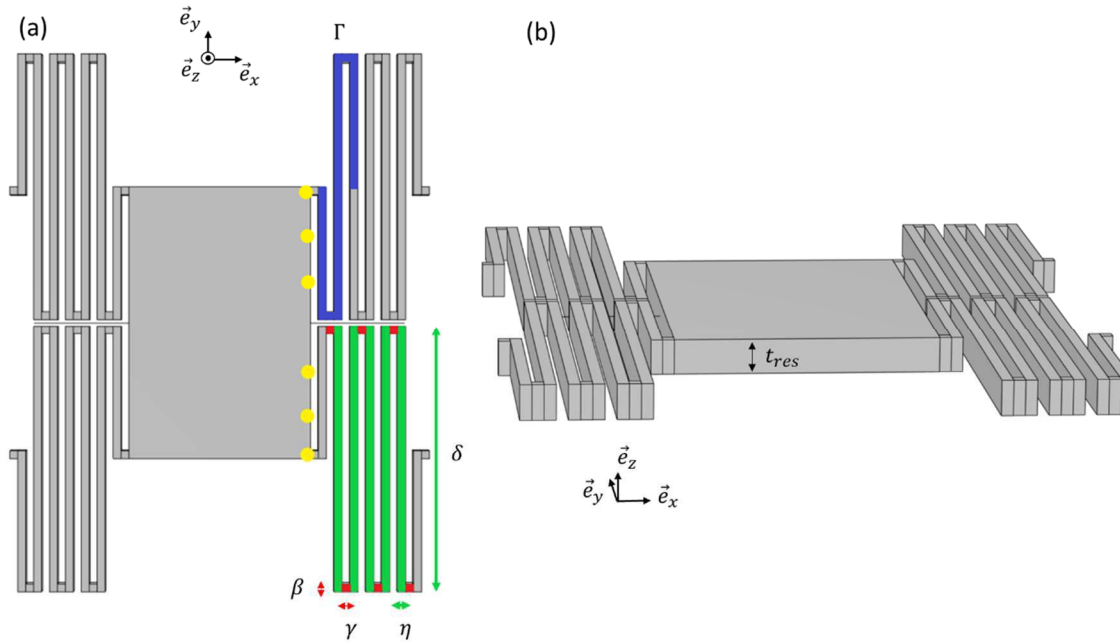


Figure 2.4 : Géométrie de la simulation, (a) vue de dessus et (b) vue en perspective, comprenant la plaque vibrante associée à 2 ressorts de chaque côtés : avec β la largeur et γ la longueur des connecteurs, et δ la longueur, η la largeur des bras. Γ est le motif élémentaire constituant les ressorts qui sera répété plusieurs fois.

(ii) Effet de la longueur des bras δ

Les simulations réalisées avec différentes longueurs de bras δ de 2000 à 6000 μm montrent une décroissance significative de la fréquence de résonance de 5,7 kHz à ~ 1 kHz, respectivement (Figure 2.5(a)). Les autres modes de résonance sont également affectés. Les fréquences propres des modes sont clairement différenciées à partir de $\delta = 3000$ μm .

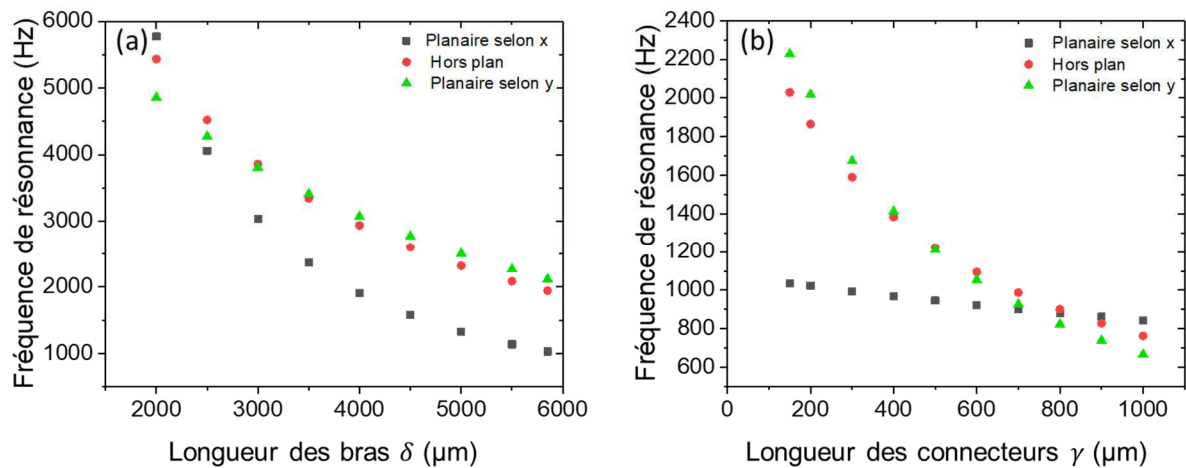


Figure 2.5 : Fréquences de résonance des trois premiers modes du dispositif en fonction de (a) la longueur des bras δ pour $\gamma = 175$ μm , et (b) la longueur des connecteurs γ pour $\delta = 5850$ μm .

(iii) Effet de la longueur γ des connecteurs

La longueur γ des connecteurs suivant l'axe x influence également la fréquence de résonance, mais dans une moindre mesure. En effet, la Figure 2.5(b) montre que pour une longueur de connecteurs $\gamma = 200 \mu\text{m}$, le système présente une fréquence de résonance planaire selon x de 1023 Hz, diminuant linéairement jusqu'à une fréquence de 881 Hz pour une longueur de 800 μm . Pour les autres modes de vibration, la décroissance est beaucoup plus marquée, conduisant à des fréquences de modes proches pour $\gamma > 600 \mu\text{m}$.

(iv) Effet de la largeur β et η des ressorts

La largeur des ressorts (β et η sur la Figure 2.4) influe sur la raideur des ressorts. Une diminution de ces grandeurs permet de diminuer k . Comme nous l'avons déjà évoqué, il est cependant nécessaire que les ressorts ne soient pas trop fins et que le rapport d'aspect entre l'épaisseur du dispositif t_{res} et la largeur des ressorts (β et η) n'excède pas 3 afin de limiter l'inclinaison des flancs lors de la gravure du substrat. Les ressorts devront donc présenter une largeur minimum de $\beta = \eta = 175 \mu\text{m}$.

(v) Effet du nombre de répétitions de Γ

Chaque ressort est constitué d'un motif élémentaire noté Γ , représenté en bleu sur la Figure 2.4, et répété un certain nombre de fois. Plus ce nombre de répétition est important, plus la raideur du ressort est faible, et la fréquence de résonance basse. Or cela conduit à augmenter la taille du système si les autres paramètres (γ , η) sont constants par ailleurs. Souhaitant conserver une taille maximale de 12 mm, nous avons fait varier le nombre de répétitions du motif Γ des ressorts conjointement à la longueur des connecteurs γ de manière à conserver une taille globale identique. Nous pouvons voir dans la Table 2.1 que la fréquence de résonance va être l'objet d'un compromis entre γ et Γ . En effet, pour un nombre de motifs Γ variant de 1 à 4, la longueur des connecteurs est divisée par 5 afin de conserver une longueur totale identique, tandis que la fréquence de résonance passe de 2057 Hz à 855 Hz. En revanche, pour 5 Γ , la fréquence n'évolue plus car la longueur γ devient trop faible et rigidifie l'ensemble.

Comme pour la largeur des ressorts, un rapport d'aspect minimal entre l'épaisseur t_{res} et la longueur des connecteurs doit être conservé, ce qui conduit à une taille de connecteur minimum de 175 μm . Par conséquent, le design retenu sera celui ne comprenant que 3 Γ , induisant une fréquence de résonance intermédiaire d'environ 1 kHz.

Nombre de motifs Γ	Longueur connecteur γ (μm)	Fréquence de résonance f_n (Hz)
1	525	2057
2	292	1318
3	175	1029
4	105	855
5	58	859

Table 2.1 : Tableau récapitulatif des résultats de simulations pour une plaque de $4000 \times 6000 \times 525 \mu\text{m}^3$ et une longueur totale plaque + ressorts de $9250 \mu\text{m}$ suivant x ($\beta = 175 \mu\text{m}$, $\delta = 5850 \mu\text{m}$).

(vi) Positionnement des ressorts

L'effet de la position de la connexion ressorts-plaque vibrante a été enfin étudiée. Trois positions différentes matérialisées par les points jaunes sur la Figure 2.4 ont été testées. Les simulations ont montré que pour des tailles de ressorts identiques, la position influe peu sur la fréquence de résonance (environ 1 %). Par conséquent, nous avons choisi de les placer aux extrémités de la plaque afin de maximiser la taille des ressorts.

3) Conclusion sur les simulations mécaniques

L'objectif était d'obtenir un système relativement compact, réalisable technologiquement, présentant une fréquence de résonance $\lesssim 1\text{kHz}$ et un mode de vibration planaire suffisamment découplé des autres modes notamment hors plan. La géométrie finalement choisie est représentée sur la Figure 2.6(a). L'étude a permis de déterminer qu'une plaque de $4 \times 6 \text{ mm}^2$ permettait un compromis entre la masse et l'encombrement. À chaque extrémité de cette plaque, des ressorts sont fixés, chacun composés de 3 motifs Γ , de largeur $175 \mu\text{m}$ (β , γ et η), et de longueur $\delta = 5850 \mu\text{m}$. L'épaisseur t_{res} de l'ensemble fait $525 \mu\text{m}$ et l'encombrement total du système est de $12 \times 10 \text{ mm}^2$.

Le déplacement de la plaque vibrante pour cette géométrie de plaque/ressorts est tracé en fonction de la fréquence d'excitation sur la Figure 2.6(b) en considérant certains paramètres d'entrée :

- l'accélération excitatrice a été fixée à $1g$, valeur typiquement utilisée dans l'état de l'art,
- le facteur de qualité $Q = 100$, qui correspond à l'ordre de grandeur généralement relevé dans la littérature pour ce type de systèmes.

Dans ces conditions, le déplacement maximal est estimé à $26 \mu\text{m}$ à $f_n = 1029 \text{ Hz}$ la fréquence de résonance du système.

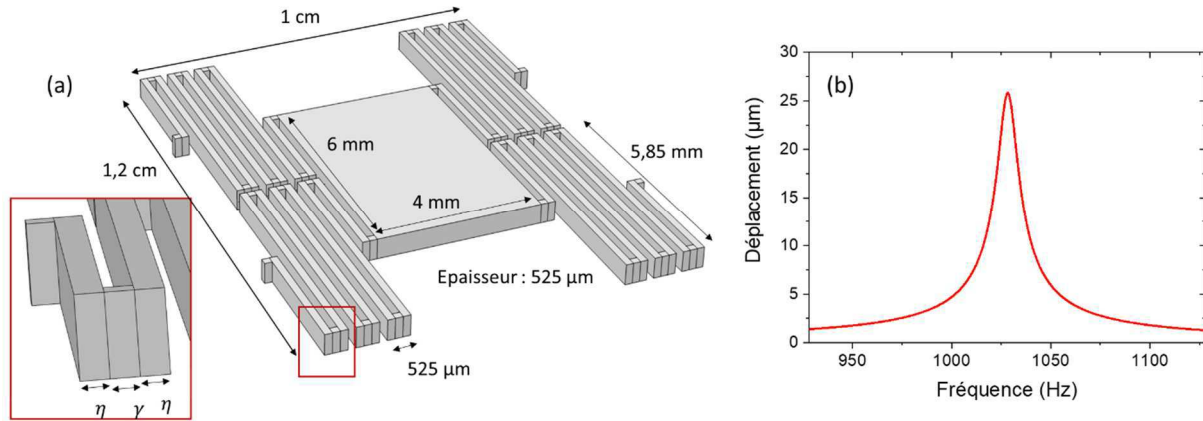


Figure 2.6 : (a) Géométrie optimisée du dispositif de récupération d'énergie avec $\gamma = \eta = 175 \mu\text{m}$. (b) Déplacement simulé en fonction de la fréquence d'excitation, ici pour une accélération de $1g$ et un facteur de qualité $Q = 100$.

On peut noter que le déplacement maximal admissible pour ce système, c'est-à-dire le débattement évoqué au Chapitre 1, est imposé par l'espacement γ entre les bras des ressorts et sera donc de $175 \mu\text{m}$. Bien que cette valeur semble très importante, elle pourrait toutefois être obtenue avec un système présentant un haut facteur de qualité. Ainsi, considérant une accélération de $1g$ à la fréquence propre de 1029 Hz , un système mécanique aura un déplacement de $175 \mu\text{m}$ s'il a un facteur de qualité $Q = 746$. Nous verrons dans le Chapitre 3 que des facteurs de qualité très importants pourront être atteints. Il sera alors important de diminuer éventuellement l'accélération pour ne jamais excéder ce déplacement maximal admissible.

II - Optimisation conjointe aimants-bobine par simulations électromagnétiques

La géométrie de la partie vibrante étant choisie, il est désormais nécessaire d'optimiser les propriétés électromagnétiques du récupérateur d'énergie afin de maximiser ses performances. Pour cela, l'un des facteurs clé est le facteur de transduction K comme explicité dans le Chapitre 1. Ce facteur correspond au gradient de flux magnétique vue par la bobine, gradient qu'il convient d'optimiser. Pour cela, le réseau d'aimants, avec leur taille et espacement, ainsi que la bobine, avec ses dimensions, le nombre et positionnement des spires sont étudiés. Ces travaux ont fait l'objet d'une publication [66]

1) Méthode

a) Système

Les aimants utilisés sont des aimants microstructurés en NdFeB déposés par pulvérisation cathodique dans l'équipe de Nora Dempsey à l'Institut Néel, Grenoble [67]. Longtemps limités à des épaisseurs de moins de 20 μm , des films de 50 μm d'épaisseur sont désormais accessibles grâce à un important travail pour relâcher les contraintes mécaniques résultant de la croissance de films épais sur substrats et conduisant à des délaminations. Comme nous le verrons dans le Chapitre 3, la solution est une préstructuration du substrat de Si par gravure. Après dépôt cela conduit à des réseaux de plots carrés d'aimants NdFeB (Figure 1.10), de taille latérale variable suivant la préstructuration. C'est donc une épaisseur de 50 μm que nous avons considérée pour les simulations. Ces aimants ont une aimantation rémanente selon l'axe z égale à $M_z = 955 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$ ($\mu_0 M_r = 1,2 \text{ T}$) [2].

b) Analyse par éléments finis

Pour étudier la variation de flux d'induction magnétique, nous avons étudié le système composé d'un réseau 2D d'aimants carrés d'arête L variable ($L = 100, 300, 500, 900 \mu\text{m}$), d'épaisseur $t_{mag} = 50 \mu\text{m}$, et espacés de $\Delta x = \Delta y$, variable également ($\Delta x = 30, 50, 100, 150 \mu\text{m}$). Ce réseau s'inscrit sur la surface fixe de $4 \times 6 \text{ mm}^2$ correspondant à la plaque vibrante. Par conséquent, l'augmentation de la taille L ou de l'espacement Δx des aimants conduira à une réduction de leur nombre (Figure 2.7).

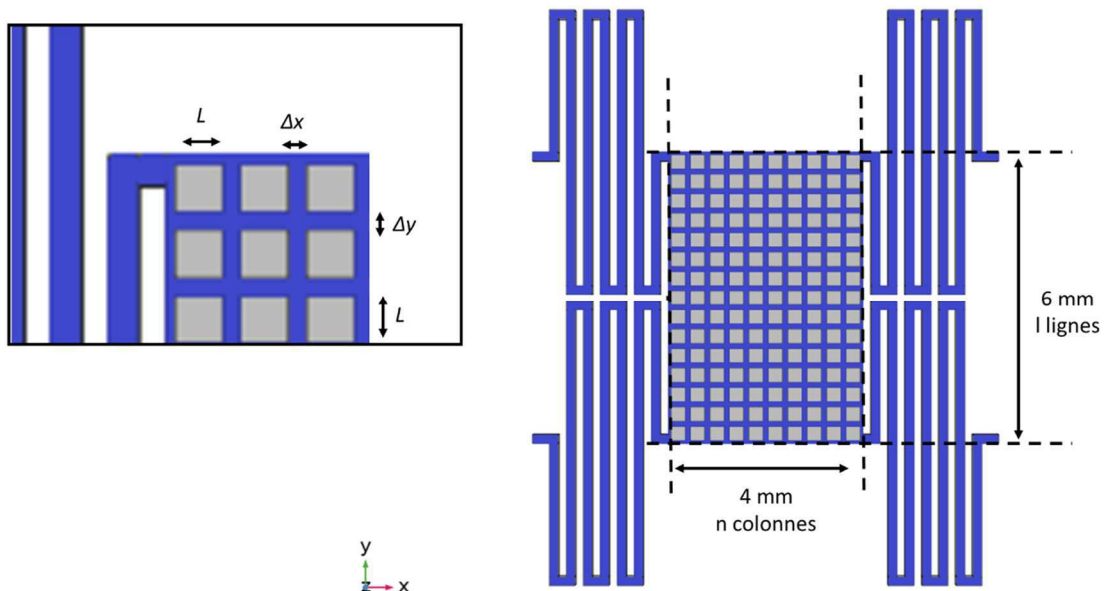


Figure 2.7 : Schéma de la partie vibrante du récupérateur d'énergie avec la plaque de $4 \times 6 \text{ mm}^2$ supportant le réseau d'aimants et les ressorts la reliant au cadre.

Une bobine 2D est placée en vis-à-vis à une distance h variable ($h = 20, 40, 100 \mu\text{m}$). Celle-ci se déplace latéralement suivant l'axe x (Figure 2.8).

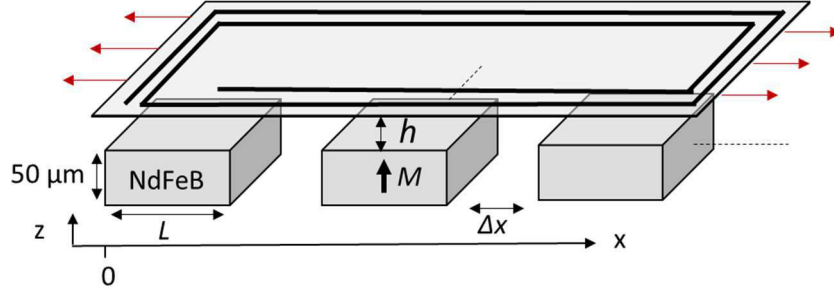


Figure 2.8 : Schéma de principe de la simulation avec un réseau d'aimants face à une surface modélisant la bobine en mouvement selon l'axe x .

Considérant un déplacement parfaitement sinusoïdal d'amplitude X_0 et de pulsation $\omega = 2\pi f$, la vitesse de déplacement de la plaque s'écrit $v(t) = dx/dt = X_0\omega \cdot \cos(\omega t)$. D'après ((1.29) et (1.31)), la force électromotrice pour N spires devient :

$$e = - \sum_i^N \frac{d\varphi_i}{dx} \cdot X_0\omega \cdot \cos(\omega t) = -K \cdot v(t) \quad (2.2)$$

Afin de simplifier la détermination du gradient de flux magnétique, nous nous limitons dans un premier temps à l'étude du mouvement d'une seule spire face au réseau d'aimants (Figure 2.9). L'ensemble est modélisé avec le logiciel COMSOL Multiphysics® et particulièrement le module *AC/DC magnetic fields no currents* permettant de prendre en compte les propriétés magnétiques des matériaux et d'étudier le flux d'induction magnétique passant à travers la surface de la spire modèle. D'après l'équation (1.30) le flux d'induction magnétique φ_i ne dépend que de B_z puisqu'il est fonction du produit scalaire $\vec{B} \cdot \vec{dS}$ et que la surface considérée est dans le plan (x, y) , *i.e.* $\vec{dS} = dS \cdot \vec{e}_z$.

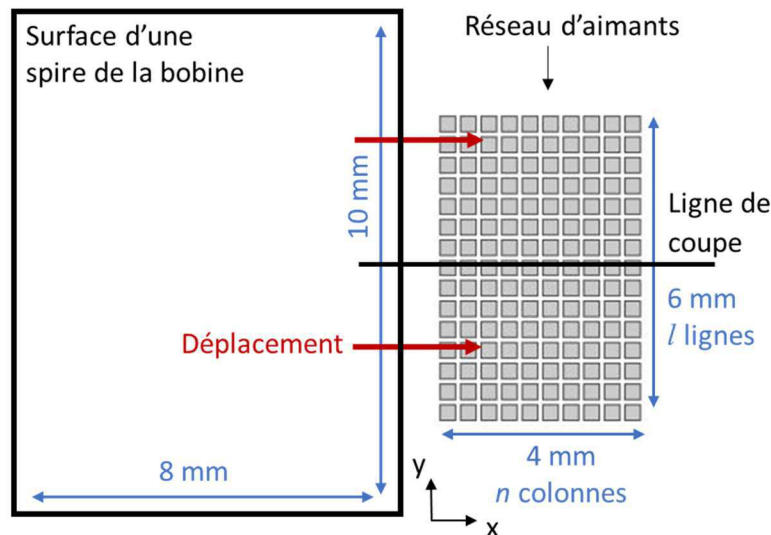


Figure 2.9 : Géométrie considérée dans la simulation, soit une surface de $10 \times 8 \text{ mm}^2$ représentant une spire modèle de bobine, se déplaçant au-dessus d'un réseau d'aimants de $6 \times 4 \text{ mm}^2$ constitué de n colonnes et l lignes.

2) Résultats

a) Gradient d'induction magnétique

(i) Effet de la distance aimants-bobine

La Figure 2.10(a) présente le profil d'induction magnétique B_z généré par le réseau d'aimants (ici $n = 10$ colonnes et $l = 15$ lignes) à différentes hauteurs h suivant la ligne de coupe indiquée Figure 2.9. Pour les trois profils on peut noter que l'induction est positive et maximale au-dessus des aimants et diminue fortement entre eux, devenant négative pour $h < 100 \mu\text{m}$. Ce comportement est attendu à cause du bouclage magnétique, la composante B_z décroît en effet à mesure que l'on s'écarte du centre d'un aimant comme schématisé Figure 2.10(b). On observe également que les maxima locaux ont des valeurs plus importantes au-dessus des aimants en périphérie du réseau qu'au-dessus des aimants centraux. En effet, les aimants au cœur du réseau sont assez proches pour que les champs de fuites générés par les aimants voisins s'additionnent avec celui de l'aimant considéré et réduisent l'induction globale du fait du bouclage magnétique. Ces interactions sont plus faibles en périphérie du fait d'un nombre réduit de voisins. Comme attendu, la distance aimants-bobine h influe beaucoup sur l'induction vue par la bobine. À la distance $h = 20 \mu\text{m}$, des variations locales d'induction apparaissent au-dessus de chaque colonne d'aimants, variations dues à l'inhomogénéité du champ démagnétisant dans les aimants (*cf.* Chapitre 1). À mesure que la distance h augmente, le profil d'induction magnétique se lisse avec de plus faibles extrema $B_{z,min}$ et $B_{z,max}$: pour $h = 40 \mu\text{m}$, des valeurs négatives sont encore

perceptibles tandis qu'elles disparaissent complètement pour $h = 100 \mu\text{m}$ et $B_{z,max}$ voit sa valeur divisée de plus d'un facteur 2.

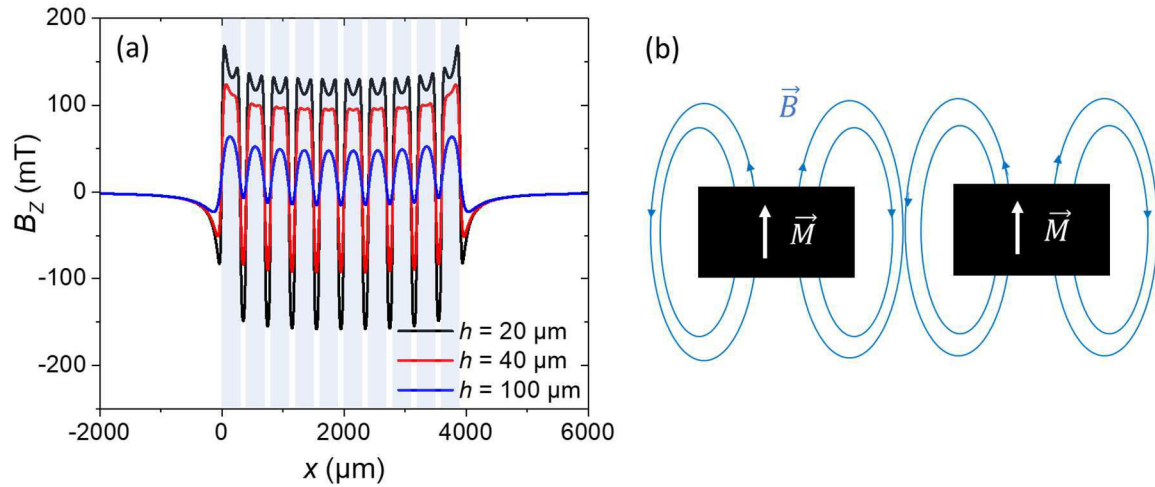


Figure 2.10 : (a) Profil d'induction magnétique B_z pour un réseau de 10×15 aimants de $300 \times 300 \mu\text{m}^2$ espacés de $\Delta x = \Delta y = 100 \mu\text{m}$ et une distance bobine-aimants $h = 40 \mu\text{m}$. (b) Représentation schématique en coupe de l'induction générée par des aimants d'aimantation M .

La Figure 2.11 présente le flux d'induction magnétique généré par le réseau et circulant au travers de la spire modèle lorsque celle-ci se déplace suivant x (l'origine du repère $x = 0$ est positionné au bord du réseau d'aimant). Tant que $x < 0$, la spire ne détecte pas ou peu de flux d'induction. De fortes variations sont ensuite observées lors du déplacement de la spire : lorsque celle-ci atteint une colonne d'aimants, matérialisée par les zones grisées sur la Figure 2.11, le flux augmente et le gradient de flux d'induction magnétique est alors positif. Entre deux colonnes, le flux diminue conduisant à un gradient négatif. On peut noter que le gradient de flux est plus important au-dessus des aimants de périphérie, consécutivement à l'augmentation locale d'induction B_z discutée plus haut.

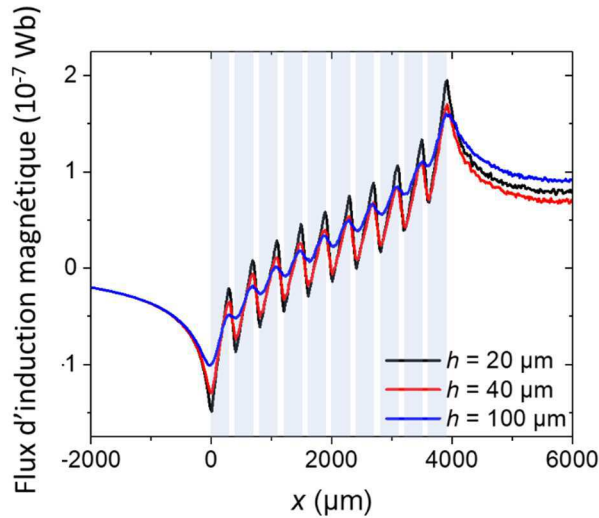


Figure 2.11 : Flux d'induction magnétique à travers la surface de la spire en fonction de la position relative au réseau d'aimants situé entre $x = 0$ et $x = 4000 \mu\text{m}$: $h = 20 \mu\text{m}$ (ligne noire), $h = 40 \mu\text{m}$ (rouge) et $h = 100 \mu\text{m}$ (bleue) pour un réseau d'aimants avec $L = 300 \mu\text{m}$ et $\Delta x = 100 \mu\text{m}$ (les aires grisées correspondent aux colonnes d'aimants).

En conséquence de l'évolution de B_z en fonction de h , les variations du flux d'induction magnétique sont moins importantes quand h augmente. Afin de bénéficier du gradient de flux maximum il serait nécessaire de réduire cette distance h autant que possible. Toutefois, dans la suite de cette étude nous nous focaliserons sur une distance aimants-bobine $h = 40 \mu\text{m}$ qui constitue un compromis entre les performances estimées ici et la faisabilité technique liée aux contraintes technologiques.

(ii) Effet de la géométrie du réseau

L'effet de la taille des aimants (L) sur les valeurs de flux a été étudié. La Figure 2.12 représente le flux magnétique lorsque la spire surplombe la colonne centrale du réseau d'aimants à une hauteur $h = 40 \mu\text{m}$. Un film mince de même épaisseur, $50 \mu\text{m}$, et présentant des dimensions latérales de $4 \text{ mm} \times 6 \text{ mm}$ a également été considéré.

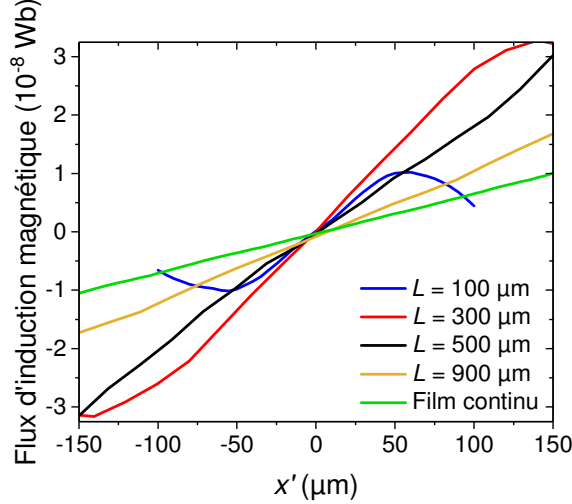


Figure 2.12 : Flux d'induction magnétique au-dessus de la colonne d'aimants centrale pour des réseaux d'aimants de différents L ($\Delta x = 150 \mu\text{m}$, $h = 40 \mu\text{m}$). L'abscisse $x' = 0$ correspond ici au centre de la colonne et la valeur du flux a été décalée de manière à être nulle en $x' = 0$.

Les pentes des courbes correspondant au gradient de flux varient significativement avec L . Ainsi, sur le seul argument du gradient de flux magnétique maximal, les dimensions L optimales sont dans l'ordre non monotone $L = 300, 100, 500, 900 \mu\text{m}$ puis le film mince.

Le film mince présente le gradient de flux magnétique le plus faible dû à un champ démagnétisant important comparativement à un aimant de rapport d'aspect plus faible. La variation non monotone du gradient en fonction de L s'explique par l'induction maximale générée à une distance h fixe de l'aimant qui dépend à la fois du volume total de l'aimant mais également du rapport de forme de ce dernier (eq.(1.2)). La forme optimale d'un aimant à volume constant est obtenue pour un ellipsoïde oblate de rapport d'aspect de $1/2$ (Chapitre 1), ce qui s'apparente aux aimants de $L = 100 \mu\text{m}$ pour $t_{mag} = 50 \mu\text{m}$. Toutefois, ces aimants présentent un volume faible si bien que l'optimum est obtenu pour des aimants de dimension $L = 300 \mu\text{m}$.

La Table 2.2 compile le gradient de flux d'induction magnétique $d\phi/dx$ détecté par la spire modèle au niveau de la colonne centrale du réseau (5^{ème} ou 6^{ème} colonne lorsque $n = 10$) à la distance aimants-bobine $h = 40 \mu\text{m}$ (Figure 2.12). Pour les 16 configurations de réseaux étudiées résultant des différentes valeurs de L et Δx , il apparait que le gradient de flux augmente avec l'espacement Δx entre aimants, ce quelle que soit leur taille latérale L . Ceci résulte de la réduction des interactions entre les champs de fuite générés par les différents aimants avec l'espacement.

L (μm)	$\Delta x, \Delta y$ (μm)	$d\phi/dx$ (mWb.m^{-1})	n	$(d\phi/dx)_{N=n}$ (mWb.m^{-1})	$N = b \times n$	$(d\phi/dx)_{N=b \times n}$ (mWb.m^{-1})
Taille latérale d'aimants	Distance inter-aimants	Gradient de flux d'induction au-dessus de la colonne d'aimants centrale	Nombre de colonnes	Gradient de flux d'induction pour une spire par colonne d'aimants	Nombre total de spires (nombre de spires par colonne d'aimants)	Gradient de flux d'induction pour b spires par colonne d'aimants
100	30	0,10	31	4,19	31 (1)	4,19
	50	0,14	27	4,4	27	4,4
	100	0,21	20	4,24	20	4,24
	150	0,22	16	3,66	16	3,66
300	30	0,16	12	2,61	72 (6)	15,66
	50	0,21	11	2,73	66	16,38
	100	0,26	10	2,92	60	17,52
	150	0,28	9	2,73	54	16,38
500	30	0,12	7	1,24	112 (16)	19,84
	50	0,14	7	1,42	112	22,72
	100	0,19	6	1,36	96	21,76
	150	0,20	6	1,41	96	22,56
900	30	0,09	4	0,61	144 (36)	21,96
	50	0,09	4	0,61	144	21,96
	100	0,11	4	0,67	144	24,12
	150	0,11	3	0,51	108	18,36

Table 2.2 : Gradients de flux magnétique $d\phi/dx$ simulés sur la colonne centrale d'aimants pour les différentes configurations L et Δx considérées et $h = 40 \mu\text{m}$. Gradients $(d\phi/dx)_{N=n}$ calculés pour une bobine constituée d'une spire par n colonnes d'aimants, i.e. $N = n$. Gradients $(d\phi/dx)_{N=n \times b}$ calculés pour une bobine constituée de b spires par n colonne d'aimant, i.e. $N = n \times b$, pour une amplitude de vibration $X_0 = 70 \mu\text{m}$. En gras : les valeurs maximales de gradients de flux d'induction magnétique. Configuration de réseau optimale pour maximiser : le gradient de flux au-dessus de la colonne d'aimants centrale (en gris) ; le gradient de flux pour une bobine de n spires (en bleu) et pour une bobine de $n \times b$ spires (en jaune).

b) Couplage électromagnétique

Dans la suite, nous allons désormais considérer une bobine composée d'un nombre de spires N . D'après l'équation (2.2), la variation de flux d'induction magnétique vue par la bobine est la somme de celles vues par chaque spire. Afin d'optimiser la somme des gradients de flux, il convient donc que chaque spire se déplace au-dessus d'une des n colonnes d'aimant là où les gradients sont maximaux.

(i) Cas d'une bobine constituée de $N = n$ spires

On considère tout d'abord le cas simple où la bobine comporte une spire au-dessus de chaque colonne d'aimants n , soit $N = n$ le nombre total de spires de la bobine (Figure 2.13). La Table 2.2 regroupe les résultats de gradients de flux d'induction vus par la bobine :

$$(d\varphi/dx)_{N=n} = \sum_{i=1}^n d\varphi_i/dx \quad (2.3)$$

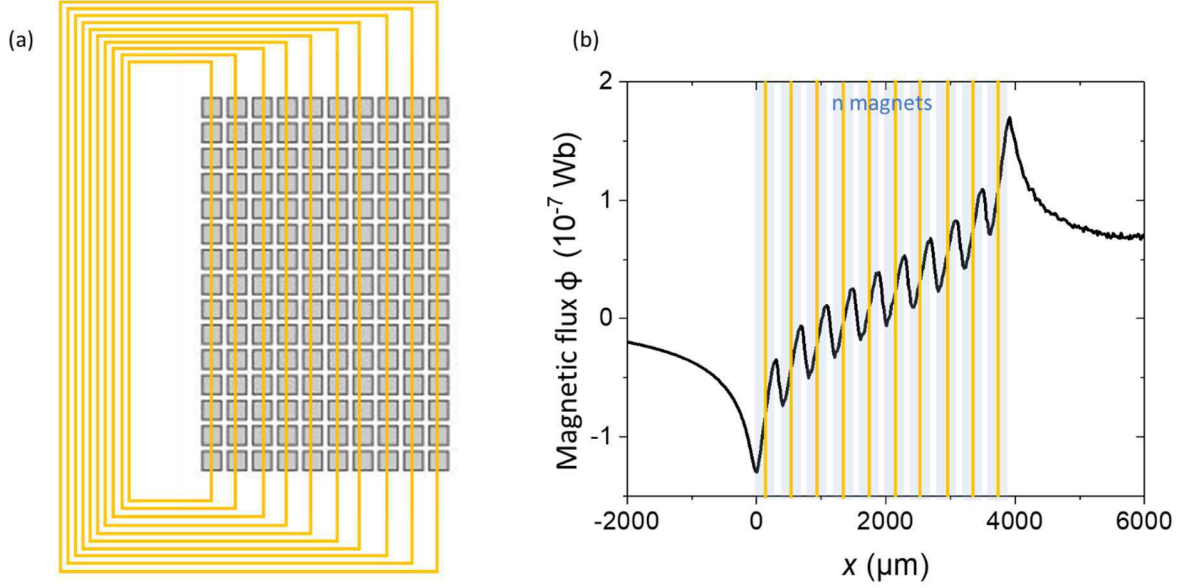


Figure 2.13 : (a) Représentation schématique du réseau d'aimants surplombé par une bobine à $N = n$ spires, soit une au-dessus de chaque colonne d'aimants. (b) Courbe de flux d'induction magnétique générée par le réseau (courbe noire) et positions au repos des spires (lignes verticales jaunes) centrées au-dessus de chaque colonne d'aimants (zones grisées).

Les gradients de flux correspondants à chaque colonne d'aimants ont été déterminés localement puis sommés afin d'obtenir la valeur de $(d\varphi/dx)_{N=n}$. A noter que dans le calcul, les surfaces de spires sont de fait identiques puisqu'une seule spire modèle est simulée. En comparant les colonnes 3 et 5 de cette table on constate que $(d\varphi/dx)_{N=n} > n \times d\varphi/dx$. Ceci résulte de la variation de l'intensité de l'induction magnétique en fonction de la colonne d'aimants considérée, et notamment de l'augmentation significative en périphérie (Figure 2.10), conduisant à une augmentation significative du flux d'induction par rapport à la colonne centrale (Figure 2.11). Les gradients de flux d'induction résultant ne présentent plus de maxima pour les distances inter-aimants Δx les plus importantes, contrairement au cas d'une spire unique. En effet, si l'augmentation de Δx permet de minimiser les interactions entre les champs de fuite des aimants, elle induit une réduction du nombre d'aimants, la taille totale de réseau étant fixée à $4 \times 6 \text{ mm}^2$. La meilleure configuration résulte donc d'un compromis entre un gradient intrinsèquement élevé et un nombre de colonnes d'aimants et donc

de spires important. La valeur maximale de $K = 4,4 \text{ mWb.m}^{-1}$ est obtenue pour un réseau dense d'aimants de $100 \mu\text{m}$ espacés de $\Delta x = 50 \mu\text{m}$, permettant d'accueillir une bobine de $N = 27$ spires.

(ii) **Cas d'une bobine constituée de $N = b \times n$ spires**

Puisque le couplage électromagnétique bobine-aimant correspond à la somme des gradients sur chaque spire, il est pertinent d'augmenter ce nombre de spires. Ainsi complexifier la structure de la bobine en ne disposant non pas une, mais plusieurs spires b au-dessus de chaque colonne d'aimants, comme schématisé sur la Figure 2.14, est envisageable. Le gradient de flux d'induction magnétique qui en résulte s'écrit :

$$(d\varphi/dx)_{N=n \times b} = \sum_{j=1}^b \left(\sum_{i=1}^n (d\varphi_i/dx)_j \right) \approx b(d\varphi/dx)_{N=n} \quad (2.4)$$

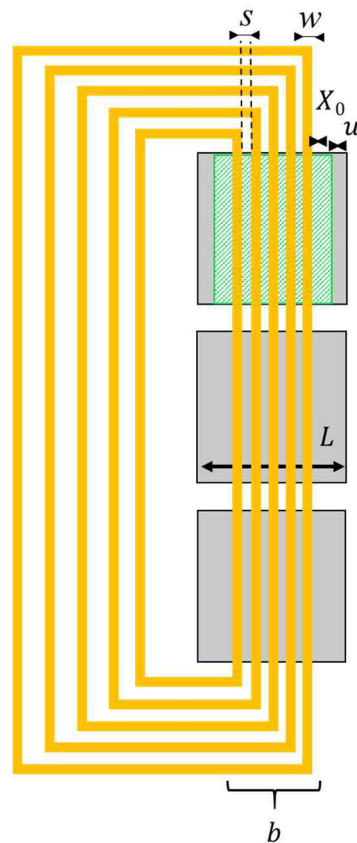


Figure 2.14 : Représentation schématique d'une colonne d'aimants du réseau de largeur L , surplombé par b spires ($b = 5$), chacune ayant une largeur w et un espacement s . La bobine a un déplacement représenté par la zone hachurée en vert, déplacement d'amplitude X_0 et séparé du bord de l'aimant par une distance u , prise comme marge d'alignement entre les aimants et la bobine.

Pour que ce design se révèle effectivement intéressant, il faut cependant veiller à ce que chaque spire ne perçoive qu'un gradient de flux magnétique positif tout au

long du mouvement. A partir des considérations géométriques concernant l'amplitude de déplacement X_0 , la largeur w , l'espacement s de la bobine et la distance de marge u prise pour prévenir un éventuel désalignement entre la bobine et le réseau d'aimants lors de la fabrication, on peut calculer le nombre de spires b autorisé :

$$b = \frac{L + s - 2(X_0 + u)}{s + w} \quad (2.5)$$

Les contraintes technologiques liées à la réalisation de la bobine par électrodéposition (Chapitre 3), fixeront $w = s = 10 \mu\text{m}$ et une marge de désalignement $u = 20 \mu\text{m}$. Considérant une amplitude de déplacement $X_0 = 70 \mu\text{m}$, il est possible de positionner 1, 6, 16 ou 36 spires par aimants de taille $L = 100, 300, 500$ et $900 \mu\text{m}$ respectivement (Figure 2.15(a)-(c)). Le choix de cette amplitude de déplacement $X_0 = 70 \mu\text{m}$ résulte du compromis entre taille des aimants réalisables et nombre de spires b associé, tel qu'explicité en fin de ce chapitre. L'optimum de gradients de flux est ainsi désormais atteint pour une configuration de réseaux de largeur $L = 900 \mu\text{m}$ et d'espacement $100 \mu\text{m}$, qui présente le nombre b de spires le plus important.

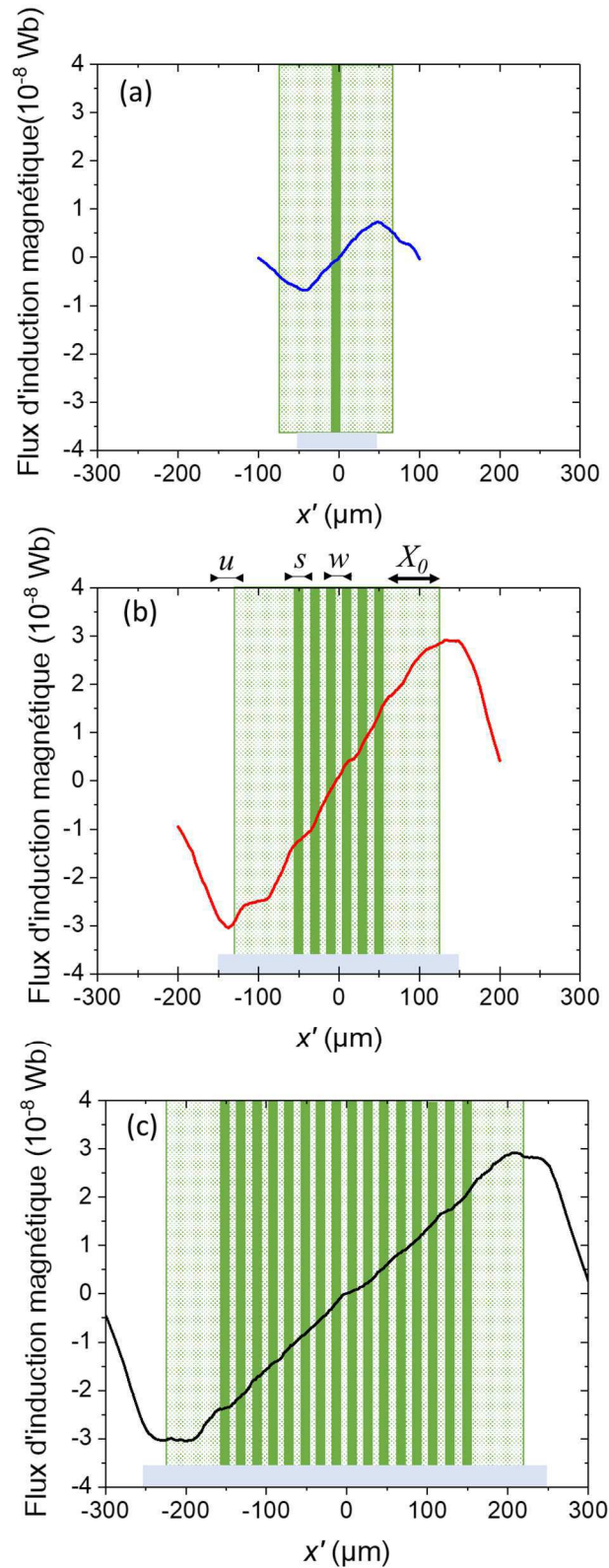


Figure 2.15 : Flux d'induction magnétique au-dessus de la colonne d'aimants centrale pour un réseau d'aimants optimisé par simulation et consistant en (a) $L = 100 \mu\text{m}$, $\Delta x = 50 \mu\text{m}$, $b = 1$. (b) $L = 300 \mu\text{m}$, $\Delta x = 100 \mu\text{m}$, $b = 6$. (c) $L = 500 \mu\text{m}$, $\Delta x = 50 \mu\text{m}$, $b = 16$. Les b spires de la bobine sont représentées par des lignes vertes verticales et les zones hachurées représentent le déplacement de la bobine d'amplitude d'oscillation X_0 , ici $70 \mu\text{m}$.

c) Force électromotrice

La force électromotrice générée grâce aux différentes configurations de réseaux d'aimants peut se réécrire en combinant les équations (2.2) et (2.4) telle que :

$$e(t) = - \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)_{N=n \times b} . X_0 \omega . \cos(\omega t) \quad (2.6)$$

où l'amplitude de vibration relative X_0 est déterminée par l'action de l'environnement sur le système ainsi que par sa réponse à cette sollicitation. L'amplitude la plus importante va être atteinte lorsque la fréquence d'excitation correspond à sa fréquence de résonance (eq.(1.14)). Dans la Table 2.2, l'amplitude de la force électromotrice a été calculée en utilisant les équations (2.4) et (2.6) ($f_n = 1029$ Hz, $h = 40$ μm) et la valeur de b optimisée pour $X_0 = 70$ μm et pour chacun des différents réseaux d'aimants. Toutefois, plus généralement, l'amplitude de déplacement X_0 combinée à la taille d'aimants impacte le nombre de spires b permis (eq.(2.5)) et donc la force électromotrice. Ainsi la force électromotrice calculée par l'équation (2.6) en fonction de l'amplitude de déplacement X_0 et b est optimisée pour chaque X_0 est représentée Figure 2.16 pour les différentes tailles d'aimants. Alors que l'équation (2.6) pourrait laisser attendre un comportement linéaire de la f.é.m. en fonction de l'amplitude de vibration X_0 , une variation non monotone est observée. Ce comportement s'explique par l'adaptation du nombre de spires pour chaque valeur d'amplitude X_0 considérée via l'équation (2.5). Ainsi, plus l'amplitude est grande, plus b est faible pour maintenir ces b spires au-dessus de la colonne d'aimants. Pour $L = 300$ et 500 μm , la Figure 2.16 montre que la f.é.m. atteint un maximum pour des amplitudes respectives de 70 et 120 μm résultant du compromis entre l'amplitude et le nombre de spires. C'est pourquoi la Table 2.2 a été établie pour $X_0 = 70$ μm qui permet d'obtenir une f.é.m. appréciable pour ces tailles d'aimants, tout en restant inférieure au débattement maximal autorisé de 175 μm . En augmentant suffisamment la taille latérale des aimants, ce compromis n'est plus observé pour la gamme d'amplitude étudiée. Un comportement purement linéaire est ainsi obtenu pour le film mince de 50 μm d'épaisseur. A noter que les aimants NdFeB déposés par pulvérisation cathodique ne peuvent pas dépasser $L = 500$ μm pour une épaisseur de 50 μm sans présenter de problème de délamination. Compte tenu de cette étude et des contraintes technologiques, seront réalisés expérimentalement les aimants de $L = 300$ et 500 μm espacés de 100 μm et 50 μm respectivement (Chapitre 3).

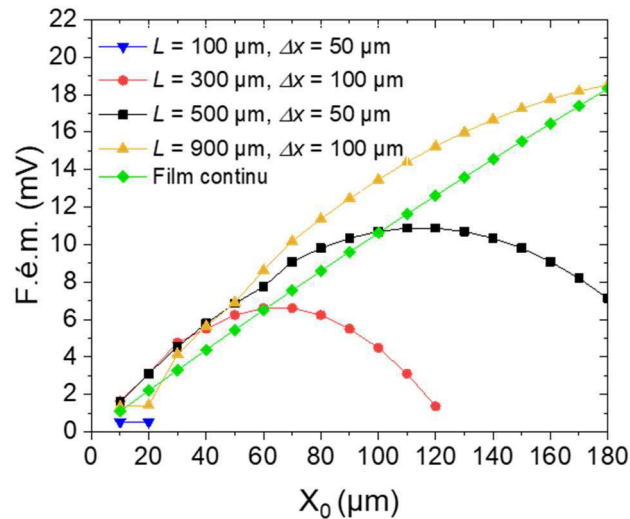


Figure 2.16 : Force électromotrice calculée pour $L = 100 \mu\text{m}$, $\Delta x = 50 \mu\text{m}$, $L = 300 \mu\text{m}$, $\Delta x = 100 \mu\text{m}$, $L = 500 \mu\text{m}$, $\Delta x = 50 \mu\text{m}$, $L = 900 \mu\text{m}$, $\Delta x = 100 \mu\text{m}$, et un film mince magnétique de dimensions $6 \times 4 \times 0,05 \text{ mm}^3$, en fonction de l'amplitude de vibration X_0 . Le nombre de spires optimales par colonne d'aimants b est optimisé pour chaque X_0 d'après l'eq.(2.5).

3) Conclusion sur les simulations électromagnétiques

D'après ces simulations, l'utilisation d'aimants larges semble donc être plus intéressante grâce au nombre de spires important qu'il est possible d'utiliser et à l'amplitude de vibration importante qu'ils permettent. Toutefois, l'amplitude de vibration est en pratique limitée dans les récupérateurs d'énergie électromagnétiques vibrants de type MEMS, et ce à cause de leur géométrie notamment la taille des ressorts. En effet nous avons montré dans la partie précédente que, pour le système envisagé, cette amplitude maximale $X_{0,max}$ est de $175 \mu\text{m}$. Par ailleurs, l'utilisation d'aimants de taille modérée pourrait être préférée afin de limiter le volume magnétique consommé tout en conservant une force électromotrice assez importante. Il est également à noter que, dans le cas de dépôts PVD de type pulvérisation cathodique, les dépôts sur de grandes surfaces ne sont pas possibles aux épaisseurs visées. A l'heure actuelle, les tailles L maximales réalisables pour $t = 50 \mu\text{m}$ sont de $500 \mu\text{m}$. Ainsi pour la réalisation expérimentale des réseaux d'aimants développée au Chapitre 3, seuls les aimants $L = 300$ et $500 \mu\text{m}$ seront réalisés, avec des espacements de $100 \mu\text{m}$ et $50 \mu\text{m}$ respectivement. Enfin, si un grand nombre de spires permet une force électromotrice importante, cela augmente également la résistance interne de la bobine R_c , proportionnelle à N [68] (eq.(3.1)(3.2)). Or la puissance générée varie en $1/R_c$ (eq.(1.56)), il faut porter attention à la résistance interne notamment en limitant le nombre de spires. On peut faire la remarque ici que l'optimisation du design faite dans ce chapitre a reposé sur le critère de la force électromotrice. Comme évoqué au Chapitre 1, la puissance délivrée par le récupérateur dans une résistance de charge adaptée dépend de divers facteurs et particulièrement de K et R_c (eq.(1.56)), qui sont

de fait interdépendants au travers de N . Il pourrait être intéressant d'aborder l'étude de l'optimisation du couplage électromagnétique par le prisme de la puissance. Cela nécessite toutefois une approche un peu plus complexe. En particulier il faut estimer le facteur d'amortissement mécanique d_m obtenu d'après le facteur de qualité du résonateur présumé dans les simulations. Celui-ci sera déterminé expérimentalement dans le Chapitre 4.

Ainsi pour augmenter la puissance générée, plusieurs solutions sont envisageables. Premièrement réduire la distance h entre le réseau d'aimants et la bobine, ce qui va augmenter le couplage électromagnétique et donc la force électromotrice. Une distance de $h = 20 \mu\text{m}$ représente un défi mais est technologiquement envisageable. Deuxièmement, augmenter à l'avenir l'épaisseur des aimants et leur taille latérale, permettant ainsi d'augmenter le volume magnétique tout en optimisant la forme des aimants pour tendre vers le rapport épaisseur/largeur = 1/2.

III - Conclusion

Dans ce chapitre, le récupérateur d'énergie électromagnétique planaire développé a été optimisé mécaniquement et électromagnétiquement via des simulations par éléments finis. La taille de la plaque ainsi que la taille et la géométrie des ressorts ont été adaptées afin que le système possède une fréquence de résonance basse et des modes de résonance découplés tout en gardant une taille réduite. Après optimisation, celui-ci possède une taille de $1,2 \times 1 \text{ cm}^2$ et comprend une plaque de $4 \times 6 \text{ mm}^2$ reliée au cadre par 4 ressorts. L'ensemble présente une épaisseur de $525 \mu\text{m}$, ce qui conduit à une fréquence de résonance de 1029 Hz . Le facteur de qualité ne peut pas être estimé à ce stade car dépendant de la réalisation expérimentale. Toutefois, nous viserons des amplitudes d'oscillation de quelques dizaines à $175 \mu\text{m}$, sachant que cette amplitude sera ajustable sur le banc de test via l'accélération (Chapitre 4).

L'optimisation conjointe du réseau d'aimants et de la bobine a mis en évidence la nécessité d'adapter la bobine au réseau afin de maximiser le facteur de transduction K essentiel dans la récupération d'énergie. Tout d'abord, la distance entre les deux parties doit être la plus faible possible. En outre, toutes les spires de la bobine présentes sur sa partie utile doivent surplomber les aimants afin d'éviter que leurs contributions ne se compensent. De plus, ce couplage entre la bobine et le réseau d'aimants est sujet à un compromis entre maximiser le gradient de flux d'induction magnétique en augmentant l'espace inter-aimants au sein du réseau, et maximiser le nombre de spires de la bobine en diminuant ce même espace inter-aimants. Ainsi des réseaux d'aimants de $L = 300$ et $500 \mu\text{m}$ seront réalisés, avec des espacements de $100 \mu\text{m}$ et $50 \mu\text{m}$ respectivement, conduisant à des valeurs de b de 6 et 16 pour une amplitude estimée de $X_0 = 70 \mu\text{m}$.

Chapitre 3 : Fabrication du récupérateur d'énergie par procédés microélectroniques

Le récupérateur d'énergie réalisé lors de ce projet se décompose en deux parties qui seront conçues séparément puis assemblées. La bobine de cuivre sera réalisée sur substrat de silicium, puis la partie vibrante comprenant les aimants y sera reportée, alignée et collée en maîtrisant l'espacement entre les deux parties. En conséquence des optimisations mécaniques et électromagnétiques présentées au Chapitre 2, deux designs ont été retenus pour la réalisation. Le premier consiste en un réseau d'aimants de 300 μm de large et espacés de 100 μm tandis que le deuxième consiste en des aimants de 500 μm espacés de 50 μm . Deux bobines différentes seront également développées avec le design correspondant, présenté au Chapitre 2. Chacune d'elle a été optimisée pour une amplitude de vibration $X_0 = 70 \mu\text{m}$.

I - Bobine

1) Fabrication

Pour la réalisation de la bobine, effectuée par David Bourrier au LAAS, un substrat de silicium standard d'épaisseur 525 μm , de 10 cm de diamètre est utilisé, substrat sur lequel on a fait croître une couche de SiO_2 thermique de 200 nm (Figure 3.1(b)). Une bicouche d'accroche Ti 100 nm/Cu 200 nm est déposée par évaporation pour permettre l'électrodéposition de Cu des spires de la bobine (Figure 3.1(c)). Les spires sont définies par photolithographie à partir d'une résine AZ 40 XT (Figure 3.1(d)), étape lors de laquelle des marques d'alignement sont intégrées pour assurer l'alignement des différentes parties du récupérateur d'énergie lors de l'assemblage. L'épaisseur de la résine varie de 20 à 40 μm en fonction de l'épaisseur désirée de la bobine. L'électrodéposition du cuivre est réalisée au moyen d'un bain électrochimique de chez Mac Dermid (Figure 3.1(e)). Après dépôt, la résine est enlevée et la bicouche d'accroche gravée chimiquement par une solution d'eau + H_2SO_4 + H_2O_2 pour le cuivre, puis une solution de BOE HF pour le titane (Figure 3.1(f)(g)). La dernière étape consiste en un recuit de 20 minutes à 250°C sous azote afin de diminuer la résistivité du cuivre et approcher celle du massif ($1,6 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$). Afin de passiver la couche de cuivre, une couche d'or (< 250 nm) est déposée en surface par un procédé autocatalytique. Enfin, le substrat est découpé en puces de $1,5 \times 2,5 \text{ cm}^2$ à l'aide d'une scie diamantée.

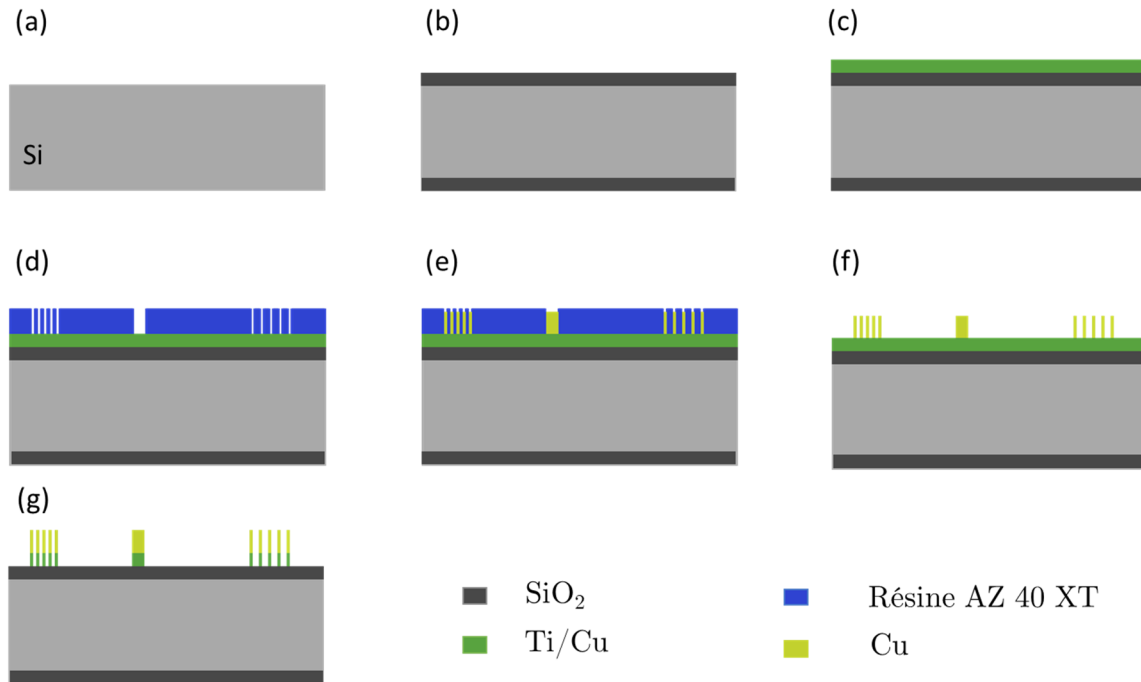


Figure 3.1 : Différentes étapes de fabrication de la bobine avec : (a) substrat de silicium, (b) enduction de SiO_2 , (c) dépôt de la bicouche d'accroche, (d) enduction et mise en forme de la résine, (e) électrodeposition du cuivre, (f) retrait de la résine et (g) gravure de la bicouche d'accroche.

Les bobines ainsi élaborées au LAAS et présentées Figure 3.2 sont constituées de 60 et 112 spires pour les réseaux d'aimants de 300 et 500 μm respectivement (Chapitre 2). Chacune d'elle présente des spires d'épaisseur ajustable entre 5 et 25 μm et de largeur 10 μm . La distance inter-spire est de 10 μm au niveau de la partie utile qui fera face au réseau d'aimants (cadre pointillé Figure 3.2(a)), et de 20 μm pour le reste de la bobine. Le fait d'espacer les spires dans toute la zone non utile permet de limiter l'impact des défauts pouvant apparaître lors de la photolithographie de la résine et ainsi éviter les courts-circuits lorsque deux spires accolées entrent en contact. En effet, la principale difficulté réside dans la longueur des spires, qui varie entre 7 et 14 mm pour les spires intérieures et extérieures respectivement, et leur densité. Ces longueurs sont très importantes au vu de la taille latérale des motifs. Au niveau de la partie utile, les spires sont regroupées par groupe de b spires (Figure 3.2(b)), ici 6 et 16 pour les réseaux d'aimants de 300 et 500 μm respectivement, et l'espace entre deux groupes est de 290 μm et 240 μm (Figure 3.2(c)(d)). En effet, il a été montré au Chapitre 2 que pour maximiser la tension induite par le récupérateur d'énergie, il était judicieux qu'un nombre optimisé de spires b surplombe une colonne d'aimants.

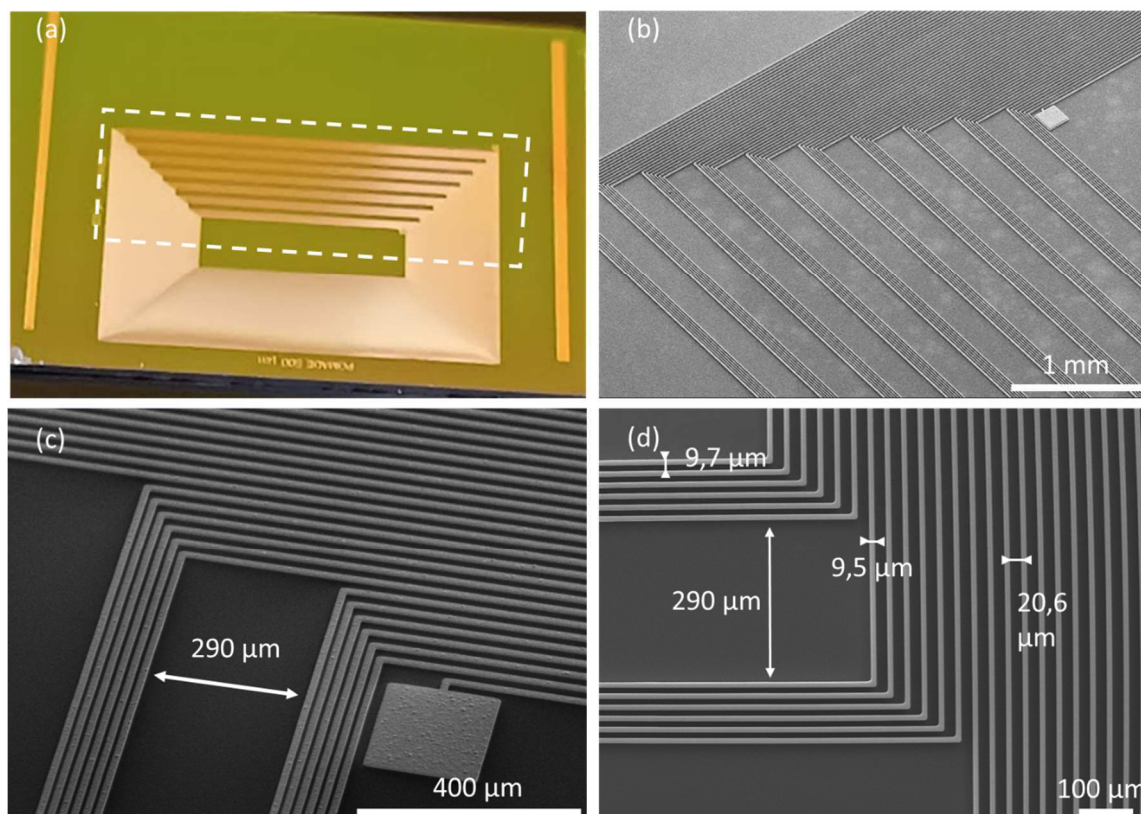


Figure 3.2 : (a) Image optique d'une bobine réalisée pour le design utilisant des aimants de $500\ \mu\text{m}$, avec la partie utile encadrée où les spires sont réparties en groupes périodiques de b spires. (b) et (c) Images MEB d'une bobine correspondant au réseau d'aimants de $300\ \mu\text{m}$, présentant plusieurs groupes de spires et l'un des pads de connexion électrique. (d) Agrandissement au-dessus des spires de la zone non utile de la bobine.

2) Caractérisations

Les paramètres importants pour les performances du système sont la résistance interne R_c ainsi que l'inductance L_c de la bobine qui dépendent toutes deux de sa géométrie ainsi que de son épaisseur. Le premier lot de bobines a été caractérisé au profilomètre optique afin de déterminer son épaisseur réelle, puis électriquement pour déterminer R_c et L_c . Par ailleurs, ces dernières caractéristiques ont été calculées théoriquement pour comparaison et sont présentées par la suite.

Les mesures faites avec le profilomètre optique ont été réalisées en mode « interférométrique ». Elles ont permis une reconstitution 3D de la topographie de deux groupes de spires d'une bobine (Figure 3.3(a)) ainsi que le profil associé (Figure 3.3(c)). Ce profil présente une épaisseur moyenne de $5,6\ \mu\text{m}$. L'épaisseur souhaitée était de $10\ \mu\text{m}$ mais ce premier lot de bobines sera tout de même utilisé pour réaliser le premier prototype de récupérateur d'énergie.

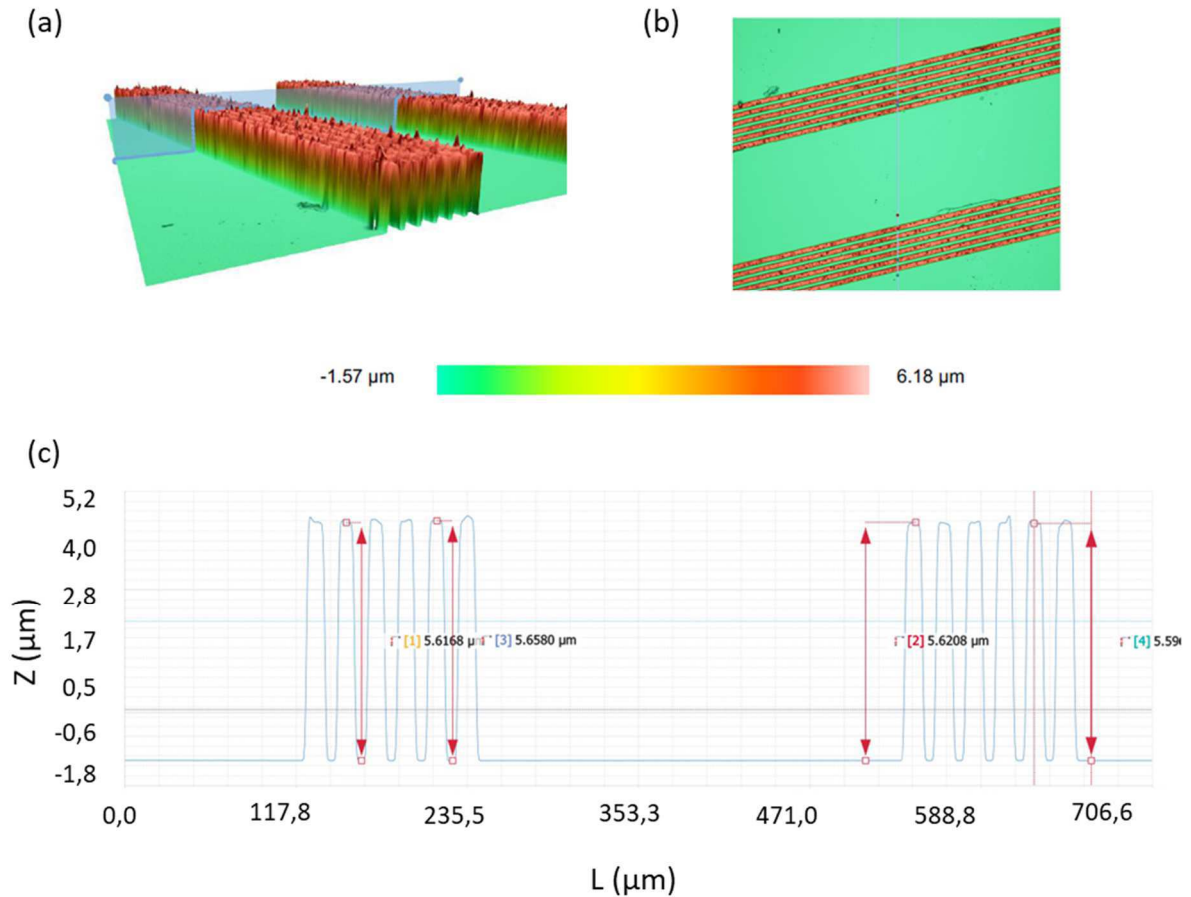


Figure 3.3 : (a) Reconstitution 3D via un profilomètre optique de la topographie de deux groupes de spires de la bobine correspondant aux aimants de 300 μm (épaisseur en échelle de couleur). (b) Vue de dessus et (c) profil le long de la ligne de coupe repéré sur (a) et (b).

a) Expressions théoriques de R_c et L_c

La résistance interne théorique d'une bobine s'écrit :

$$R_c = \frac{\rho L_{bob}}{S} \quad (3.1)$$

avec ρ la conductivité du matériau, L_{bob} la longueur de la bobine et S sa section. Pour les bobines réalisées dans cette étude il est possible d'approximer la longueur à N fois la longueur moyenne d'une spire soit :

$$L_{bob} = N \cdot L_{moy} = N \cdot (L_{int} + L_{ext} + l_{int} + l_{ext}) \quad (3.2)$$

avec N le nombre de spires que comporte la bobine, L_{int} et L_{ext} les longueurs de la spire intérieure et extérieure respectivement et l_{int} et l_{ext} leurs largeurs (Figure 3.4). Pour une bobine correspondant au réseau d'aimants de 500 μm et d'épaisseur $t_{bob} = 5,6$ μm, la résistance interne calculée via les équations (2.2) et (3.2) est de 1040 Ω en prenant la conductivité du cuivre avec recuit et de 1270 Ω sans recuit.

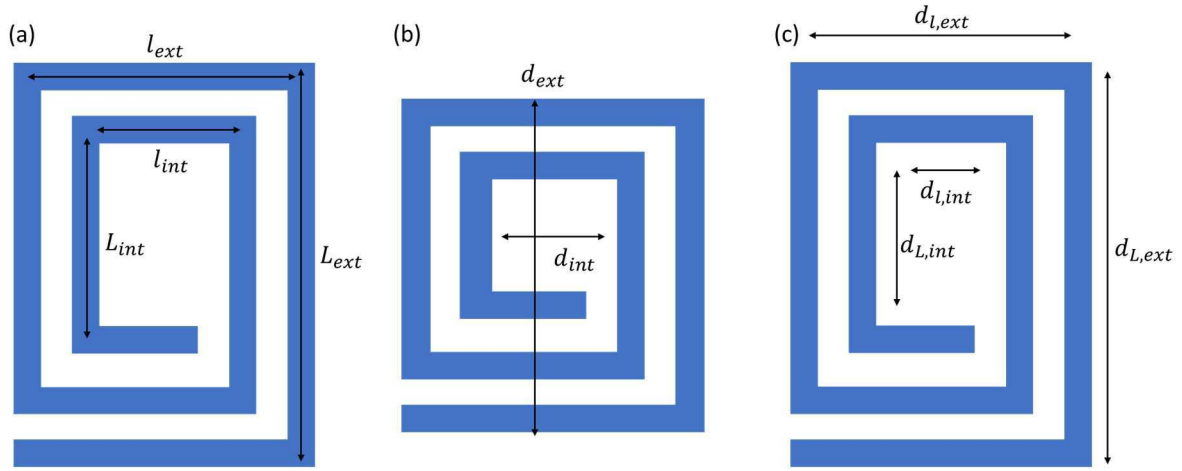


Figure 3.4 : Représentation schématique de la bobine planaire faisant apparaître (a) les longueurs et largeurs des spires intérieures et extérieures, ainsi que les diamètres intérieurs et extérieurs pour une bobine (b) carrée et (c) rectangulaire.

Concernant la valeur d'inductance de la bobine, celle-ci peut être estimée à partir d'une relation dérivée par Wheeler [69] puis adaptée à des bobines planaires par Mohan *et al.* [70], qui devient, pour une bobine carrée :

$$L_c = K_1 \mu_0 \frac{N^2 d_{moy}}{1 + K_2 \rho} \quad (3.3)$$

où μ_0 est la perméabilité du vide, N le nombre de spires, $K_1 = 2,34$ et $K_2 = 2,75$ des facteurs dépendant de la géométrie de la bobine déterminés empiriquement par les auteurs, d_{moy} le diamètre moyen de la bobine et ρ le taux de remplissage qui décrit la densité de spires. Le diamètre moyen est tel que :

$$d_{moy} = \frac{1}{2} (d_{ext} + d_{int}) \quad (3.4)$$

où d_{int} est le diamètre intérieur de la bobine et d_{ext} le diamètre extérieur (Figure 3.4 (b)).

Le taux de remplissage s'exprime comme :

$$\rho = \frac{d_{ext} - d_{int}}{d_{ext} + d_{int}} \quad (3.5)$$

L'expression (3.3) a été adaptée pour une bobine rectangulaire comme celle utilisée dans cette étude telle que d_{moy} et ρ s'expriment :

$$d_{moy} = \frac{1}{4} (d_{L,ext} + d_{L,int} + d_{l,ext} + d_{l,int}) \quad (3.6)$$

et

$$\rho = \frac{d_{L,ext} - d_{L,int} + d_{l,ext} - d_{l,int}}{d_{L,ext} + d_{L,int} + d_{l,ext} + d_{l,int}} \quad (3.7)$$

avec $d_{L,ext}$ et $d_{L,int}$ les diamètres intérieur et extérieur suivant le long côté de la bobine et $d_{l,ext}$ et $d_{l,int}$ les diamètres intérieur et extérieur selon le petit côté de la bobine (Figure 3.4(c)).

Ainsi, en injectant les équations (3.6) et (3.7) dans l'équation (3.3), l'inductance calculée d'une bobine correspondant aux aimants de 500 μm est de 139 μH . Cette expression a été vérifiée expérimentalement par les auteurs pour des inductances jusqu'à 100 nH [70]. La bobine étudiée dans le cadre de ce projet a donc une valeur supérieure à celles pour lesquelles cette relation est vérifiée, mais cette formule permet d'estimer l'ordre de grandeur.

a) Mesures expérimentales de R_c et L_c

La mesure de la résistance interne des bobines a été faite directement à l'aide d'une station de test sous pointes. La tension aux bornes des bobines est mesurée pour un courant appliqué de 1 mA afin de déterminer la résistance. Ainsi, une résistance de 1100 à 1170 Ω a été mesurée sur l'ensemble du lot de 5 bobines correspondant aux aimants de 500 μm et ce en très bon accord avec les valeurs de résistances estimées (Table 3.1, 1^{ère} colonne). Les résistances de deux autres bobines issues d'un deuxième lot sont présentées dans les deux dernières colonnes de la Table 3.1. Ces bobines ont des épaisseurs plus importantes, de 20 à 25 μm , permettant de diminuer la résistance aux alentours de 100 à 300 Ω , et de diminuer également la distance bobine/aimant finale, comme nous le verrons par la suite. Dans ce cas encore, les valeurs de résistance expérimentales et estimées sont en très bon accord. Point important, la puissance électrique utile varie en $1/R_c$ (Chapitre 1), si bien qu'il est important de minimiser cette résistance autant que possible, ce qui induit donc des épaisseurs aussi importantes que possibles.

Afin de mesurer l'inductance de la bobine, la réponse fréquentielle de l'impédance aux bornes de la bobine a été mesurée à l'aide d'un impédancemètre puis comparée à un modèle présenté Figure 3.5(a). En effet, du fait d'interactions capacitives entre la bobine et le substrat, l'impédance mesurée ne correspond pas directement à celle de la bobine : le modèle utilisé comporte ainsi la résistance interne R_c ainsi que l'inductance propre L_c de la bobine considérée, en parallèle avec une résistance R_s et une capacité C_s dues au substrat. Une troisième résistance R_m placée en série tient compte des résistances de contact et de fils. L'impédance de schéma équivalent s'exprime telle que :

$$Z_{eq} = R_m + \left(\left(R_s - \frac{j}{C_s \cdot \omega} \right)^{-1} + (R_c + j \cdot L_c \cdot \omega)^{-1} \right)^{-1} \quad (3.8)$$

Les Figure 3.5 (b) et Figure 3.5 (c) présentent le module et la phase de cette réponse fréquentielle avec les mesures réalisées (courbe noire) et l'ajustement des données expérimentales à l'aide de l'équation (3.8) (courbe rouge). Les valeurs de R_c , L_c et C_s obtenues par cet ajustement pour $R_s = 192 \Omega$ et $R_m = 12 \Omega$ sont répertoriées dans la Table 3.1.

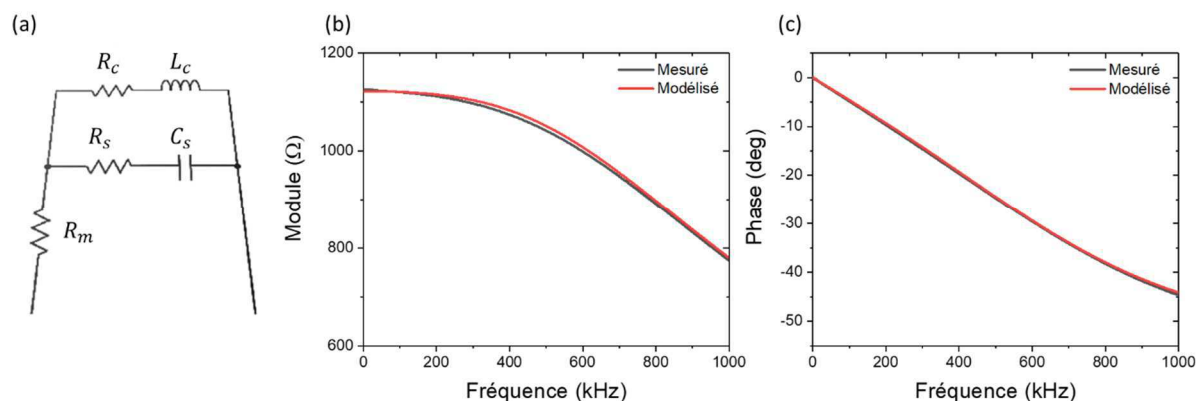


Figure 3.5 : (a) Schéma électrique équivalent du système bobine-substrat mesuré. (b) Module et (c) phase de l'impédance complexe de la bobine (design $500 \mu\text{m}$, épaisseur $5,6 \mu\text{m}$) en fonction de la fréquence, mesurées en noir et modélisées en rouge.

Taille latérale L des aimants		500 μm		300 μm
Épaisseur moyenne t_{bob} (μm)		5,6	22,5	25,5
Nombre de spires		112	112	60
Nombre de spires b par colonne d'aimants		16	16	6
Longueur moyenne d'une spire L_{moy} (cm) (Eq.(3.2))		3,26	3,26	3,14
Longueur totale de la bobine (m)		3,65	3,65	1,88
Z_{eq} (Ω)		1124	306	132
Résistance R_c (Ω)	théorique (Eq.(2.2))	1040-1270	260-315	118-144
	modélisée (Eq.(3.8))	1110	305	132
	mesurée	1140	305	132
Inductance L_c (μH)	théorique (Eq.(3.3))	139	139	80
	modélisée (Eq. (3.8))	143	60	20
Capacité C_s modélisée (Eq. (3.8)) (pF)		232	80	60

Table 3.1 : Récapitulatif des mesures expérimentales et des valeurs estimées de résistances, d'inductances et de capacités de trois bobines de designs différents, ces dernières obtenues par ajustement de mesures à l'impédancemètre.

Pour la bobine de $5,6 \mu\text{m}$ d'épaisseur (Table 3.1, 1^{ère} colonne), les valeurs d'inductance ainsi obtenues sont en bon accord avec les valeurs calculées par l'équation (3.3). En revanche, pour les deux autres bobines de spires plus épaisses, il apparaît un écart important entre ces valeurs. Il est possible que dans la géométrie considérée, avec une faible distance interspires, des effets capacitifs apparaissent entre spires, d'autant plus à fortes épaisseurs. Or l'équation (3.3) néglige l'effet de l'épaisseur de spires, ce

qui pourrait expliquer ce désaccord. A noter que lorsque le substrat est relié à la masse, les mesures à l'impédancemètre résultent en une capacité de 20 pF au lieu de 60 pF. Ainsi cette capacité parasite résultante pourrait provenir du couplage interspires.

II - Réseau d'aimants

1) Présentation

Le réseau d'aimants utilisé dans le récupérateur d'énergie est réalisé par un dépôt de NdFeB sur un substrat de Si préstructuré, qui permet à la fois de réaliser la géométrie souhaitée et de diminuer les contraintes subies par la couche magnétique [11]. Jusqu'alors limitée à 20 μm , l'équipe de N. Dempsey a montré la possibilité d'augmenter l'épaisseur des dépôts à 50 μm via un procédé de pulvérisation cathodique triode à haut débit [67]. Deux méthodes de dépôt ont été utilisées par Frederico O. Keller. La première, dite en une étape, consiste en un dépôt de matériau magnétique à 700 °C, permettant ainsi d'obtenir la phase $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ déjà cristallisée (Figure 3.6(a)(c)(e)(g)). Cette phase a une forte anisotropie magnétocristalline, ce qui permet d'atteindre des champs coercitifs importants. La deuxième méthode, dite en deux étapes, comporte toute d'abord un dépôt à 500 °C qui résulte en un film amorphe, puis un recuit à 600 °C afin d'atteindre la phase $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ cristallisée (Figure 3.6(b)(d)(f)(h)). Les Figure 3.6(a)-(d) présentent des images MEB en coupe des films de NdFeB déposés sur le substrat de silicium préstructuré. Cela entraîne l'apparition de parties magnétiques hautes qui formeront le réseau d'intérêt, et de parties basses, que nous nommerons « vallées ». La structuration peut avoir des tailles latérales assez variées, en effet des motifs de 20 à 400 μm ont été testés (200 μm Figure 3.6(a)(b), 50 μm Figure 3.6(c)(d)), entraînant des rapports d'aspects très différents. Nous pouvons remarquer sur la Figure 3.6(e)(f) que la microstructure des films varie en fonction des conditions de dépôt. Un dépôt à chaud conduit à un film cristallin avec des grains colonnaires alors qu'un dépôt à basse température suivi d'un recuit conduit à une microstructure plus fine avec des grains équiaxes. Les deux dépôts conduisent à des aimants fortement texturés, cependant une coercivité plus élevée à 2,2 T est obtenue dans le cas du procédé en deux étapes, à comparer avec 1,2 T pour le dépôt en une étape [67], et des rectangularités de 0,79 et 0,85 pour les dépôts en une et deux étapes respectivement ont été déterminées. La rémanence ne peut pas être mesurée directement sur ces couches structurées, car le volume exact de matériau magnétique n'est pas connu. Cependant, une rémanence de 1,2 T a été mesurée sur une couche de NdFeB ayant une épaisseur de 5 μm , déposé à 500 °C et recuit à 600 °C, sur un substrat non-structuré.

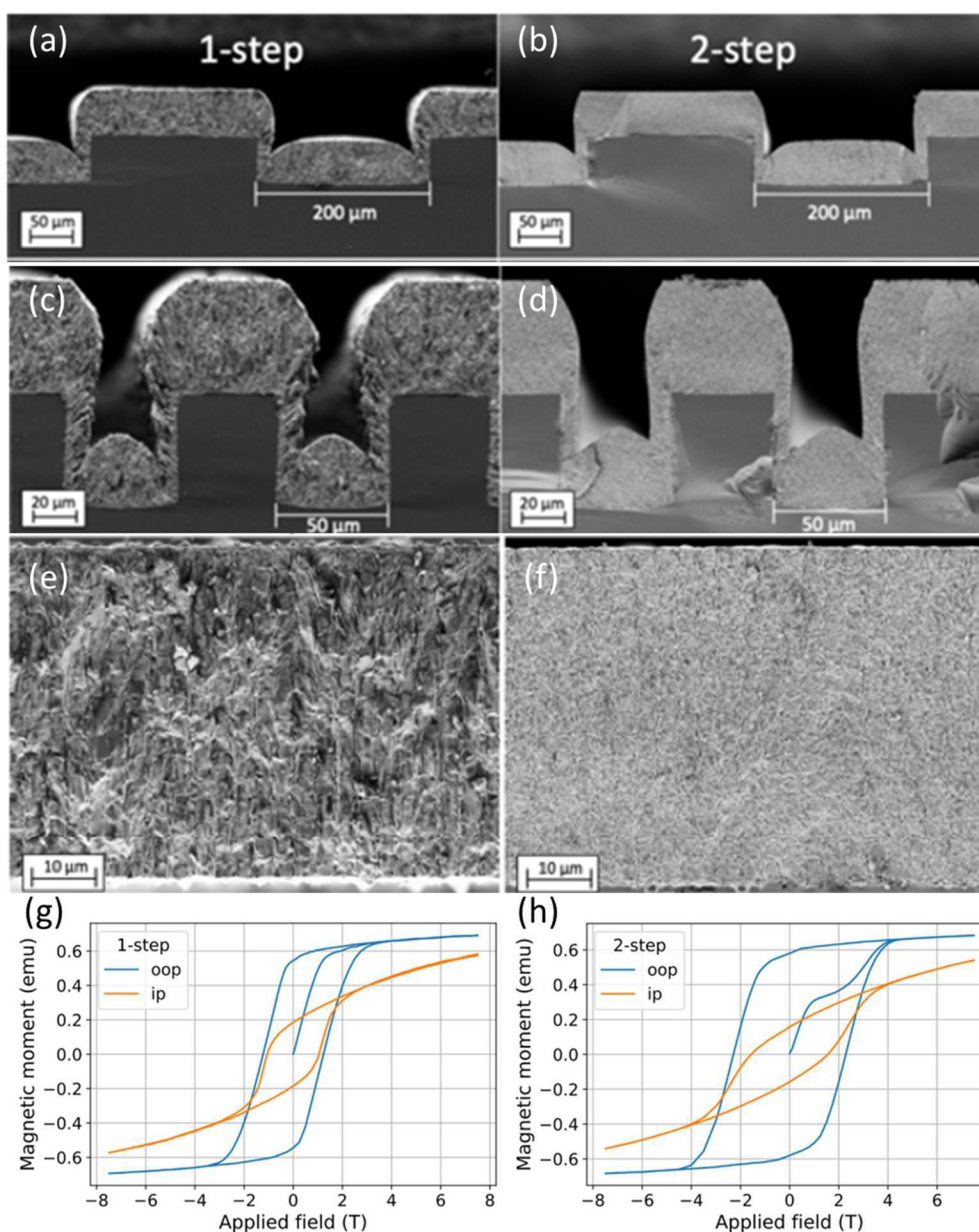


Figure 3.6 : (a)-(c) Images MEB d'une vue en coupe et (e) en vue plane d'un film de NdFeB déposé sur un substrat Si structuré avec le procédé en 1 étape et (b)-(d)-(f) en 2 étapes. Cycles d'hystérésis des films réalisés en (g) 1 étape et (h) 2 étapes, mesurés selon le plan du substrat (orange) et hors plan (bleu) ; tiré de [67].

Un réseau 10×15 d'aimants de $300 \mu\text{m}$ d'arêtes espacés de $100 \mu\text{m}$ déposé en deux étapes a été caractérisé au moyen d'une microsonde à effet Hall à l'Institut Néel [71]. La Figure 3.7(a) présente la cartographie d'induction magnétique B_z rayonnée par le réseau d'aimants à une distance estimée de $40 \mu\text{m}$ de leur surface. Le profil n'est pas symétrique par rapport au centre du réseau ; cela peut être dû à une non planéité de la surface où est placé l'échantillon. La Figure 3.7(b) montre la cartographie de champ simulé par éléments finis avec COMSOL Multiphysics®. La Figure 3.7(c) représente les profils d'induction mesurés et simulés au niveau de la ligne repérée Figure 3.7(a). On retrouve le profil simulé présenté au Chapitre 2, soit sans

prendre en compte le dépôt magnétique présents entre les aimants, *i.e.* dans les vallées. Pour comparaison, la courbe noire correspond au même profil en intégrant dans la simulation les vallées magnétiques profondes de 50 μm et contenant un dépôt fixé à 50 μm d'épaisseur. De manière générale, les profils simulés sont qualitativement très proches des mesures par microsonde de Hall, avec notamment la présence d'induction plus importante en bord d'aimants et de réseau. Quantitativement, les valeurs simulées sont légèrement plus faibles que celles mesurées. Cela peut être attribué en premier lieu à une incertitude sur l'estimation de la hauteur de mesure combinée à une non planéité supposée. De plus, la valeur de M_r présente une incertitude car estimée à partir de comparaisons avec des dépôts non structurés, supposés équivalents. Enfin les simulations considèrent des aimants de forme parallélépipédique idéale, ce qui n'est pas tout à fait le cas des aimants réels (Figure 3.6(a)-(d)). La comparaison fine entre les mesures par sonde de Hall et les simulations avec vallées n'est ainsi pas très aisée. Toutefois l'induction inter-aimants étant mieux représentée dans les simulations en considérant les vallées magnétiques, par la suite ces vallées seront toujours prises en compte dans les simulations. En conclusion, ces mesures d'induction locale démontrent la qualité des dépôts de réseaux d'aimants, avec des caractéristiques proches de celles obtenues par simulation.

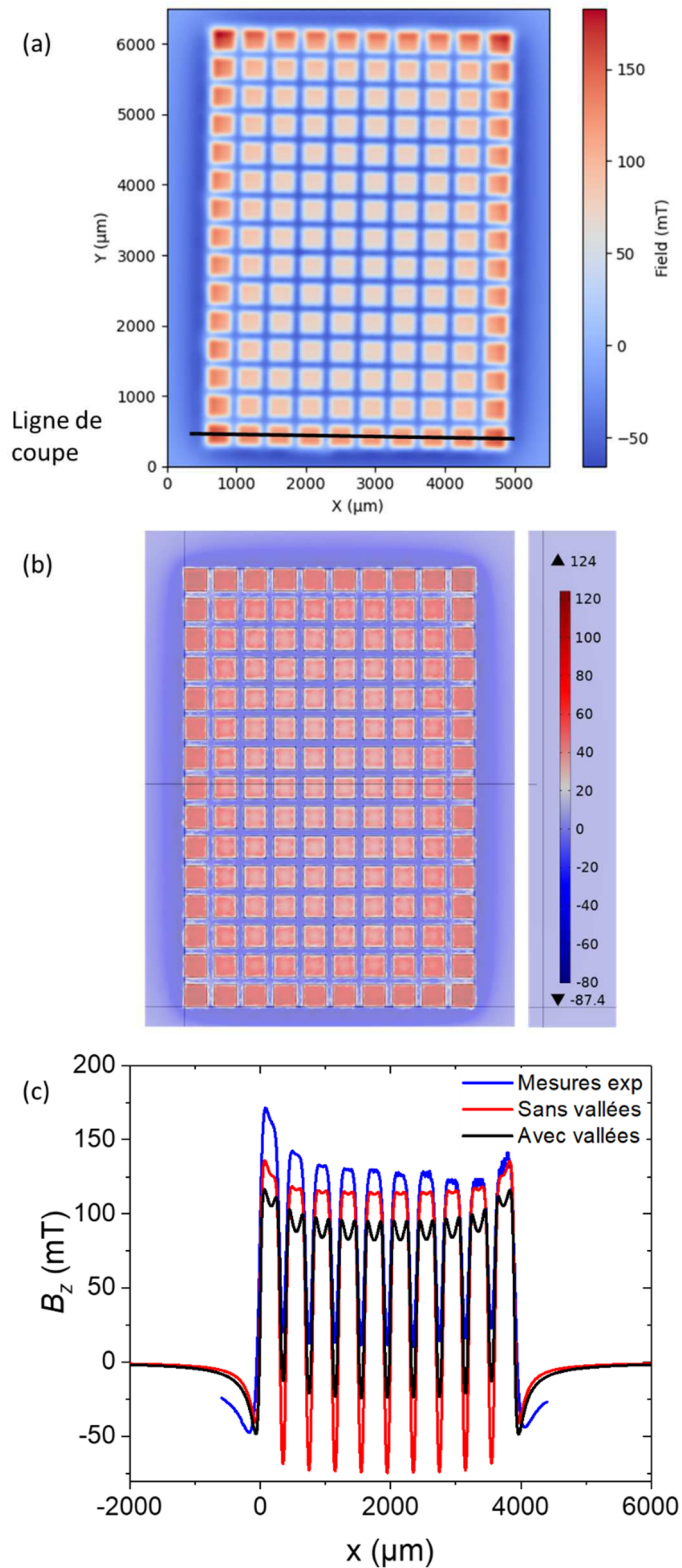


Figure 3.7 : Cartographie de l'induction magnétique B_z rayonnée par un réseau 10×15 d'aimants $300 \mu\text{m}$ espacés de $100 \mu\text{m}$ à $40 \mu\text{m}$ de la surface des aimants : (a) mesurée par microsonde de Hall et (b) simulée par éléments finis avec COMSOL Multiphysics®. (c) Profil de l'induction B_z selon la direction x (ligne en (a)) comparé aux simulations par éléments finis avec (noir) et sans (rouge) le dépôt magnétique entre les aimants (vallées) pour comparaison.

2) Intégration du réseau d'aimants dans le récupérateur d'énergie

Le dépôt en 2 étapes a été utilisé pour la réalisation des aimants car donnant de meilleures propriétés magnétiques. Cependant, pour une question de compatibilité avec les autres étapes du process, le dépôt a été réalisé à température ambiante au lieu de 500 °C, puis recuit à 600 °C.

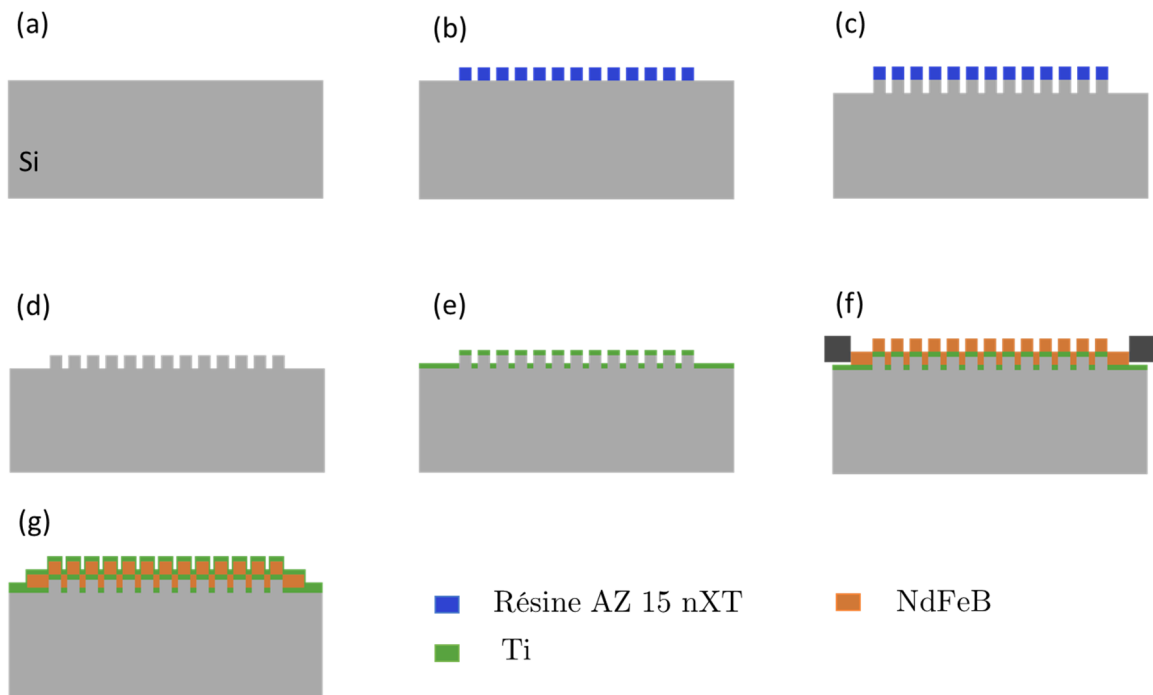


Figure 3.8 : Procédé de réalisation du réseau d'aimants avec (a) le substrat de Si standard, (b) l'enduction et photolithographie de résine, (c) la gravure par DRIE, (d) retrait de la résine, (e) dépôt de la couche d'accroche Ti, (f) dépôt de la couche magnétique et (g) dépôt de la couche protectrice.

Le substrat utilisé est un substrat silicium de 10 cm de diamètre, 525 μm d'épaisseur. La première étape consiste en une gravure ionique réactive profonde (DRIE pour *deep reactive ion etching*) sur 50 μm de profondeur (Figure 3.8(b)(c)). Cette étape a pour but de microstructurer le substrat et de réaliser des marques d'alignement pour l'étape d'assemblage avec le substrat comportant la bobine. Cette étape permet à la fois de créer la topologie désirée pour le réseau d'aimants et de limiter les contraintes subies par le film magnétique. Une couche d'accroche de 100 nm de Ti est ensuite déposée par pulvérisation cathodique après retrait de la résine (Figure 3.8(e)). Puis, le film de NdFeB de 50 μm d'épaisseur est déposé à température ambiante au travers d'un *shadow mask* en molybdène afin de localiser le dépôt au niveau des zones microstructurées (Figure 3.8(f)). Une seconde couche de 100 nm de Ti est ensuite déposée sur le film de NdFeB pour le protéger de l'oxydation (Figure 3.8(g)). Déposé à température ambiante, le film de NdFeB est ensuite recuit à 600 °C par RTA (*Rapid*

Thermal Annealing) afin d'obtenir la phase cristalline. Les aimants sont enfin aimantés dans la direction hors-plan grâce à un champ magnétique extérieur de 7 T.

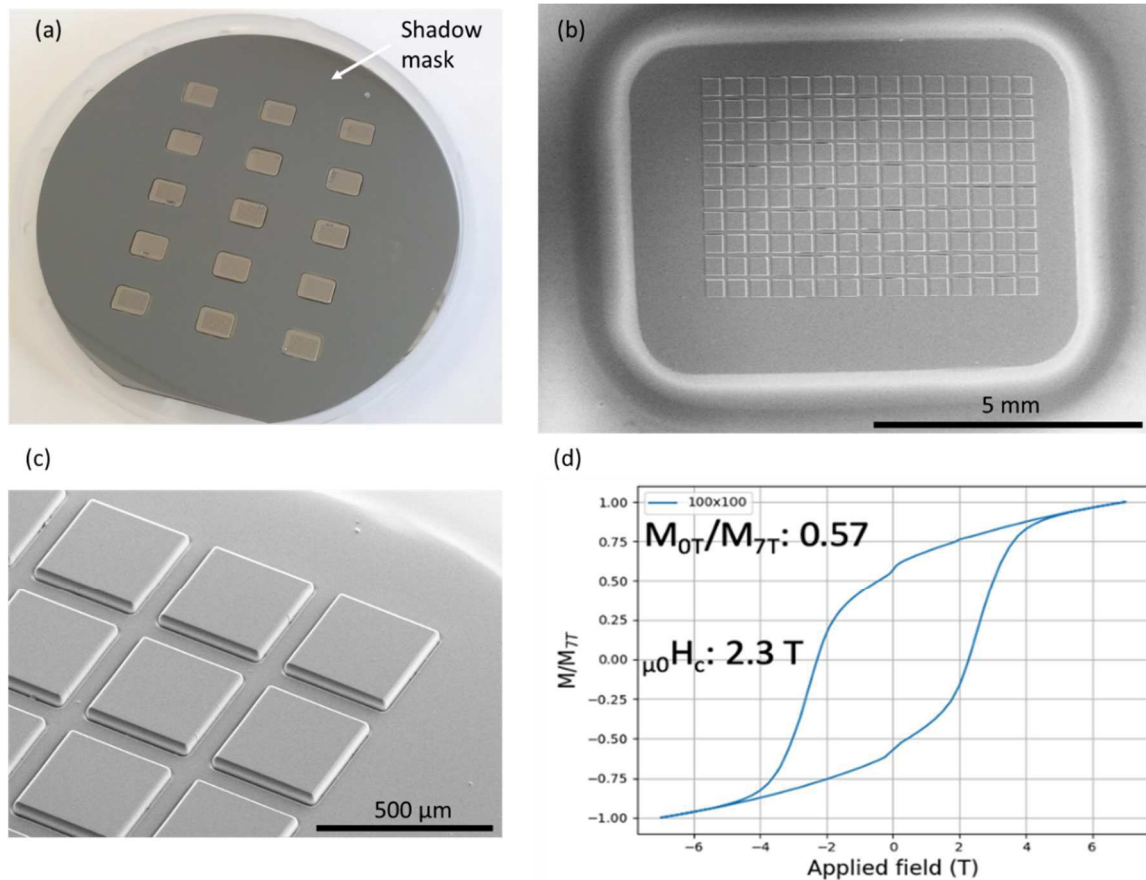


Figure 3.9 : (a) Image optique du dépôt d'aimants de 300 μm et 500 μm en NdFeB sur substrat Si au travers d'un shadow mask en Mo. (b) Image MEB du dépôt au niveau d'un réseau unique sans le shadow mask. (c) Agrandissement sur une portion du réseau d'aimants de 300 μm. (d) Cycle en aimantation normalisé du dépôt dans la direction perpendiculaire au réseau après recuit.

La Figure 3.9(a) présente le *shadow mask* au travers duquel est effectué le dépôt, superposé au substrat de Si microstructuré entier. En effet, sur le substrat de Si de 10 cm, 15 différents réseaux sont réalisés directement, à savoir 6 réseaux d'aimants de 300 μm et 9 de 500 μm. Après dépôt, les observations MEB illustrent la forme caractéristique de l'ouverture du *shadow mask* plus large que le réseau (Figure 3.9(b)) : le dépôt s'effectue sur la surface du réseau mais également autour. Le contour blanc arrondi autour du réseau correspond au bord de l'ouverture du *shadow mask* sous lequel un dépôt résiduel apparaît. La présence d'une couche magnétique sur une zone plus importante que le réseau nécessitera une étape de gravure chimique supplémentaire, étape présentée dans la partie suivante.

Les dépôts ainsi obtenus après recuit et aimantation sous 7 T présentent une coercivité de 2,3 T et un rapport d'aimantation $M_{0T}/M_{7T} = 0,57$ (Figure 3.9(d)). Alors qu'un film déposé à température élevée présente une texture cristallographique

favorisant une rémanence proche de la saturation, le dépôt à température ambiante donne un film cristallographiquement isotrope, ce qui lui confère une rémanence environ deux fois moins importantes [13]. En effet, une rémanence de 0.7 T a été mesurée sur une couche de NdFeB d'épaisseur 5 μm , déposée à température ambiante et recuit à 600 °C sur un substrat non-structuré.

III - Masse vibrante

Une fois les 15 réseaux d'aimants déposés sur un même *wafer*, il s'agit de libérer chaque réseau avec ses quatre ressorts et son cadre. Cette étape est réalisée au LAAS par Daisuke Saya et Elias Angulo-Cervera sur le wafer entier par gravure profonde *DRIE*. Pour un résonateur, les dimensions de la plaque vibrante supportant le réseau magnétique ont été optimisées au Chapitre 2 aboutissant à une plaque de 4 \times 6 mm². Cependant, cette surface correspondant presque parfaitement à la surface d'un réseau, la taille latérale de cette dernière a été augmentée à 4,3 \times 6,4 mm² afin de préserver le réseau lors de la gravure définissant les contours de la plaque. Comme le *shadow mask* utilisé lors du dépôt de NdFeB ne permet pas une précision suffisante pour localiser le dépôt uniquement sur cette surface, il est nécessaire de graver le dépôt magnétique environnant le réseau. Pour cela, les réseaux d'aimants sont protégés par une couche de résine WBR 2100 de 100 μm déposée sous vide grâce à une presse Nanonex[©] puis photolithographiée pour assurer un bon recouvrement des aimants au vu de la topographie importante (Figure 3.10(b)). La gravure chimique s'effectue au moyen d'une solution de HF BOE 7-1 pour la couche de Ti, puis d'une autre solution pour le NdFeB (Figure 3.10(c)). Une fois le surplus magnétique gravé, la résine est enlevée et une nouvelle couche de résine WBR 2100 de 100 μm est déposée et photolithographiée par le même procédé afin de protéger les aimants et définir la forme de la masse vibrante et des ressorts (Figure 3.10(d-e)). Le substrat est ensuite gravé par *DRIE* sur toute son épaisseur pour libérer les parties mobiles du système et séparer les différentes puces, puis la résine est retirée ((Figure 3.10(f)(g)).

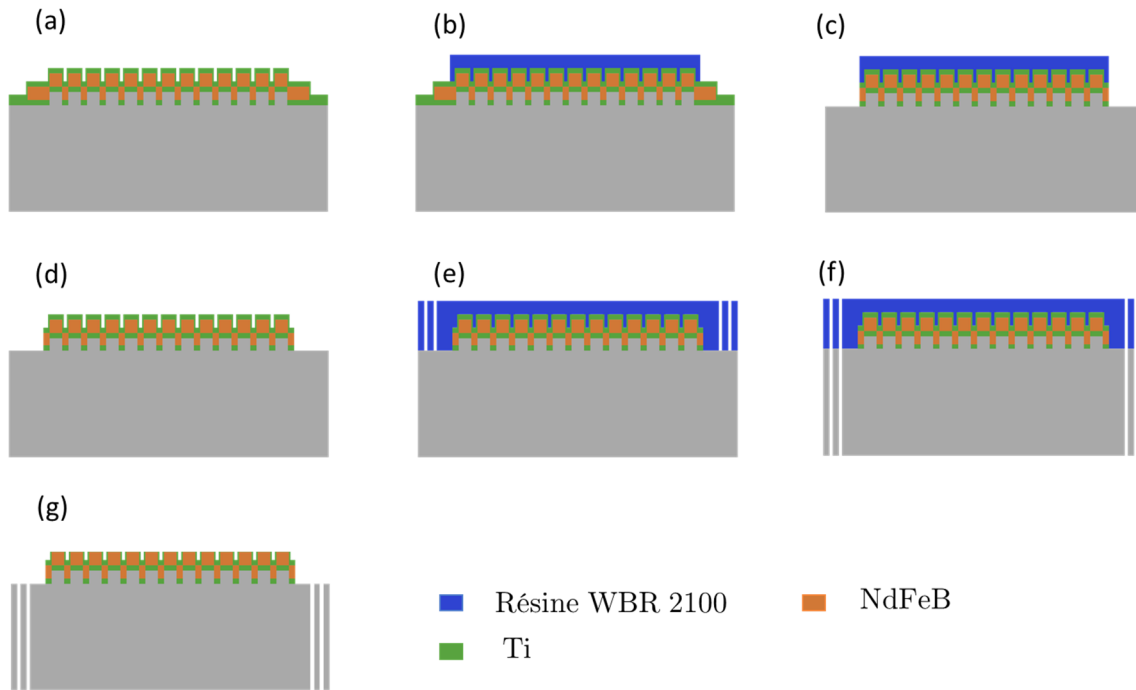


Figure 3.10 : Process de fabrication de la masse vibrante et des ressorts avec (a) le substrat avec le dépôt magnétique, (b) dépôt de résine par pressage de film sec, (c) la gravure chimique du surplus de matériau magnétique, (d) retrait de la résine. (e) Enduction et lithographie d'une seconde résine permettant (f) la libération de la masse vibrante et des ressorts par DRIE et (g) substrat final après retrait de la résine.

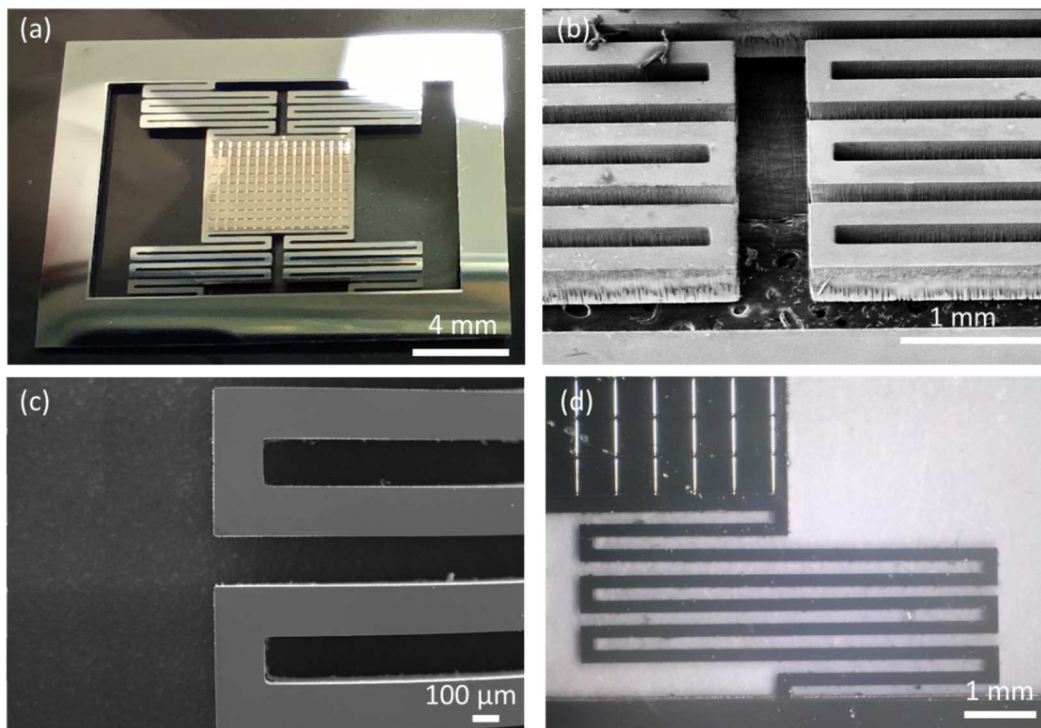


Figure 3.11 : (a) Image optique de la partie vibrante du récupérateur d'énergie, comprenant la plaque supportant le réseau d'aimant, ainsi que les ressorts la reliant au cadre. (b)(c)(d) Images MEB de détails des ressorts.

Les observations optiques et MEB des masses vibrantes obtenues (Figure 3.11) sont relativement conformes aux dimensions visées (Figure 2.6). Cependant la réalisation technologique induit une légère inclination α des flancs des ressorts, comme illustré Figure 3.12(b) : alors que la partie supérieure présente une largeur de 180 μm , proche des 175 μm visés, la partie inférieure atteint une largeur de 231 μm . L'influence de cet angle α sur la fréquence de résonance et sur la séparation des modes de vibrations planaires et hors plan du dispositif a été étudiée. A partir des simulations par éléments finis présentées au Chapitre 2, la géométrie des ressorts a été modifiée afin de prendre en compte ce paramètre (Figure 3.13(a)). Le mode vibratoire de plus basse fréquence obtenu correspond au mode planaire utile selon l'axe x (Figure 3.13(b)), tandis que plusieurs modes parasites apparaissent à plus hautes fréquences, dont le plus proche du mode utile est le mode hors plan d'axe z (Figure 3.13(c)).

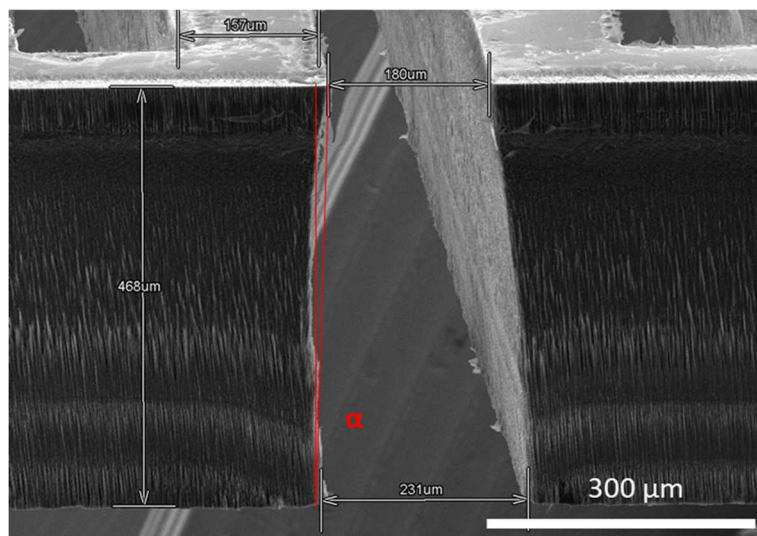


Figure 3.12 : Image MEB du dispositif vu de côté, avec estimation de l'angle α formé par les flancs des ressorts.

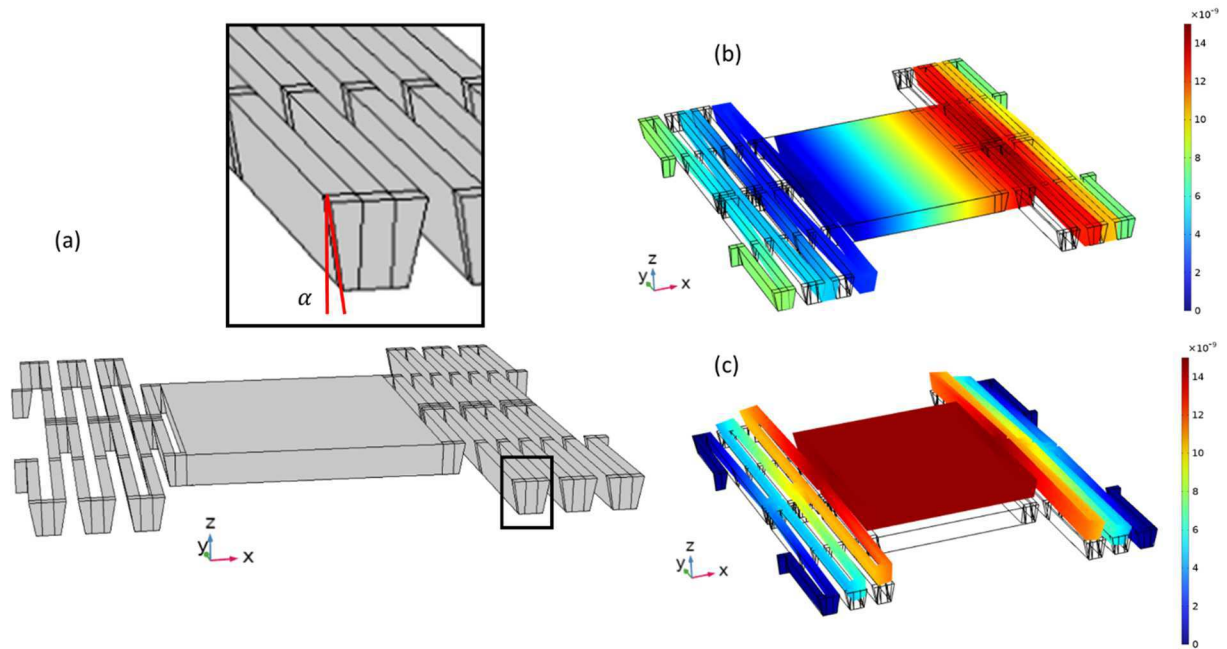


Figure 3.13 : (a) Représentation de la géométrie simulée lorsque les flancs des ressorts forment un angle α . (b) Visualisation du mode de vibration planaire selon l'axe x et (c) du mode hors plan voisin en fréquence. L'échelle de couleur en m est donnée à titre indicatif.

La Figure 3.14(a) présente la variation des fréquences des modes de résonance en fonction de l'angle des flancs des ressorts. Dans les deux cas, les fréquences de résonance diminuent à mesure que l'angle augmente : le mode planaire passe ainsi de 957 Hz à 580 Hz pour un angle augmentant de 1.5 à 10°. Dans le même temps, la fréquence du mode hors plan varie de 1765 Hz à 984 Hz. Le rapport des fréquences de résonance tracé Figure 3.14(b) indique que pour un angle inférieur à 7°, les fréquences sont bien séparées avec un rapport environ double, puis celles-ci se rapprochent jusqu'à l'angle de 10° avec toutefois un rapport supérieur à 1,7. Ainsi, l'angle des flancs des ressorts observés expérimentalement étant généralement de quelques degrés, et donc inférieur à 10°, celui-ci n'aura que peu d'influence sur la fréquence de résonance du système, les modes de vibrations restant suffisamment découplés.

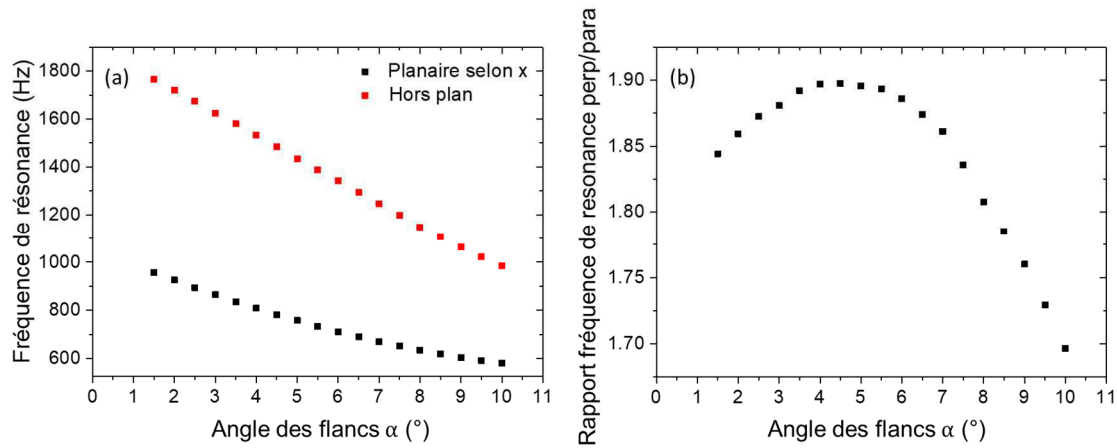


Figure 3.14 : Influence de l'angle des flancs des ressorts sur (a) les deux premiers modes de résonance et (b) le rapport des fréquences de ces deux modes.

IV - Assemblage bobine-masse vibrante

Une fois la bobine et la masse vibrante comportant le réseau d'aimants réalisées, celles-ci sont assemblées par une couche d'adhésif de 100 μm , coupé et placé manuellement sur le substrat supportant la bobine. Des marques d'alignement en format ligne ont été électrodéposés de part et d'autre de la bobine (Figure 3.2(a)) en même temps que les spires afin de faciliter le positionnement de cet adhésif. Celui-ci joue ainsi le rôle d'espaceur : pour une bobine de $t_{bob} = 5,6 \mu\text{m}$ d'épaisseur, avec les aimants de 50 μm d'épaisseur, l'espacement entre les aimants et la bobine sera d'environ $h = 44,4 \mu\text{m}$. Par conséquent, une bobine plus épaisse permettra de réduire la distance h entre la bobine et les aimants et ainsi d'améliorer le couplage. Après positionnement des couches adhésives, l'alignement et la liaison des deux parties est effectué au LAAS par Samuel Charlot au moyen d'un équipement de flip-chip SET-FC 150. Cet équipement permet de positionner les deux parties du récupérateur d'énergie face à face et de les aligner grâce aux marques d'alignements. Les substrats sont ensuite collés en appliquant une pression associée à 1 kg pendant 2 minutes à température ambiante.

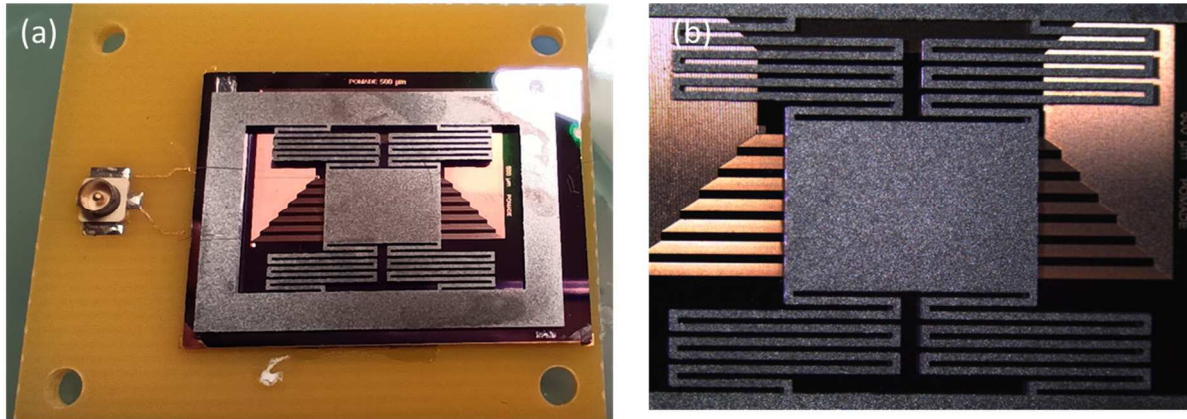


Figure 3.15 : (a) Image optique du récupérateur d'énergie avec la partie vibrante supportant les aimants (sur la face non visible) faisant face à la bobine, le tout reporté sur un PCB sur lequel est fixé un connecteur auquel est relié la bobine. (b) Agrandissement au niveau de la partie vibrante.

Deux types d'adhésifs ont été envisagés : le Tesa[®] 61532 (50 μm d'épaisseur) et le Tesa[®] 61210 (100 μm d'épaisseur). Le deuxième avait l'avantage d'avoir l'épaisseur voulue alors qu'il fallait placer manuellement deux couches du premier. Des mesures de résonance ont été réalisées avant et après l'assemblage, avec les deux types d'adhésifs. Les résultats des variations de fréquence de résonance et de facteur de qualité sont regroupés dans la Table 3.2. La fréquence de résonance augmente légèrement dans les deux cas, de 1 Hz pour l'adhésif de faible épaisseur et de 7 Hz pour l'autre. C'est principalement au niveau du facteur de qualité que l'on observe une différence, puisqu'il baisse de manière plus marquée dans le cas du deuxième adhésif. Dans l'optique de garder un facteur de qualité important, c'est donc l'adhésif Tesa[®] 61532 (50 μm) qui a été sélectionné.

	Tesa [®] 61532	Tesa [®] 61210
Épaisseur (μm)	2 \times 50	100
Δf_n (Hz)	1,0 Hz \pm 0,3 %	7 Hz \pm 3%
ΔQ	16 \pm 5%	74 \pm 13%

Table 3.2 : Mesure des variations de fréquence de résonance et facteur de qualité de plusieurs dispositifs avant et après assemblage, pour deux types d'adhésifs différents.

V - Conclusion

Ce chapitre synthétise fortement de longs mois de travail en salle blanche avec de nombreuses étapes technologiques pour réaliser des récupérateurs d'énergie électromagnétiques. En effet des contraintes technologiques et des difficultés sont

apparues, notamment dans le couplage entre les étapes réalisées au LAAS et les étapes de dépôts de NdFeB, recuit et aimantation réalisées à l'institut Néel. La première étape de gravure permettant de structurer le substrat fut réalisée au LAAS à Toulouse. Le dépôt des aimants ainsi que le recuit et l'aimantation furent ensuite réalisés à l'Institut Néel à Grenoble. Des problèmes d'alignement ont dans un premier temps été rencontrés entre la structuration et le dépôt du fait de la différence de méthodes d'alignement. Une collaboration étroite entre les deux laboratoires a donc été nécessaire pour résoudre ce problème. La principale difficulté rencontrée a reposé sur les contraintes mécaniques apparaissant dans la couche magnétique lors du dépôt et engendrant des craquelures et de la délamination. Toutefois, les dépôts à température ambiante ont permis de lever ce verrou pour proposer une première preuve de concept, avec cependant des aimants non texturés dont la rémanence est limitée à la moitié de sa valeur potentielle. Les mesures d'induction sur des réseaux d'aimants NdFeB ($L = 300 \mu\text{m}$) texturés, mais pas encore intégrés dans un prototype ont démontré leur efficacité et ce en accord avec les simulations par éléments finis. Afin de libérer la masse vibrante ainsi que les ressorts, les *wafers* retournaient au LAAS. A ce stade, la gravure profonde permettant de réaliser la partie vibrante du dispositif induit un angle léger des flancs des ressorts qui toutefois ne constitue pas un frein.

La fabrication des bobines a été réalisée entièrement au LAAS et a constitué un réel défi compte tenu de la longueur des spires. Deux types de bobines ont été réalisés correspondant chacun à un des designs de réseaux d'aimants ($L = 300 \mu\text{m}$ et $L = 500 \mu\text{m}$). Différentes épaisseurs de bobines ont également été réalisées, un premier lot d'environ $6 \mu\text{m}$ et un deuxième d'environ $24 \mu\text{m}$ permettant de faire varier à la fois la résistance électrique dont dépend la puissance générée par le système, et la distance bobine-aimant ce qui devrait augmenter le facteur de transduction.

En conclusion, cinq dispositifs ont été réalisés, trois avec des aimants de $500 \mu\text{m}$ et deux avec des aimants de $300 \mu\text{m}$. Les caractérisations mécaniques et électriques associées sont présentées dans le Chapitre 4.

Chapitre 4 : Performances du récupérateur d'énergie à aimants NdFeB

I - Mesures mécaniques

1) Banc de mesure électromécanique

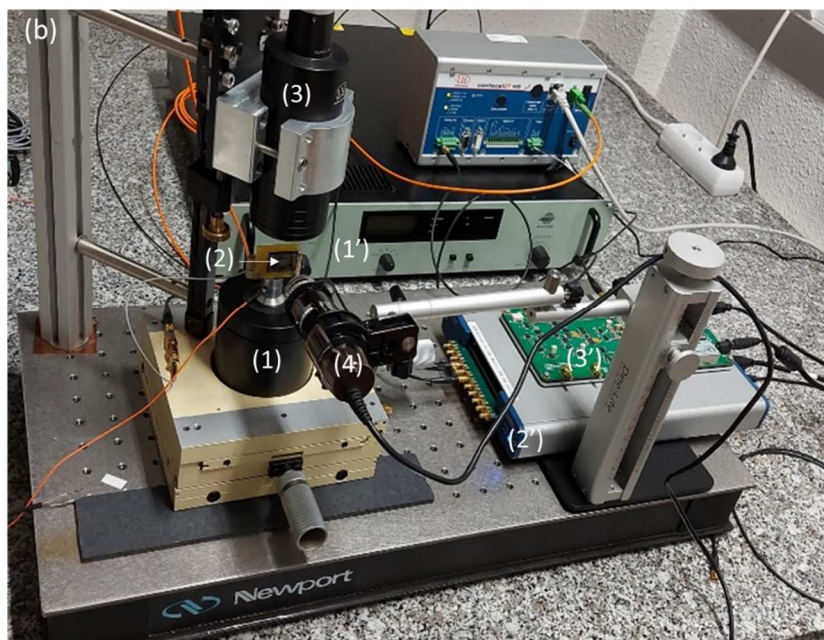
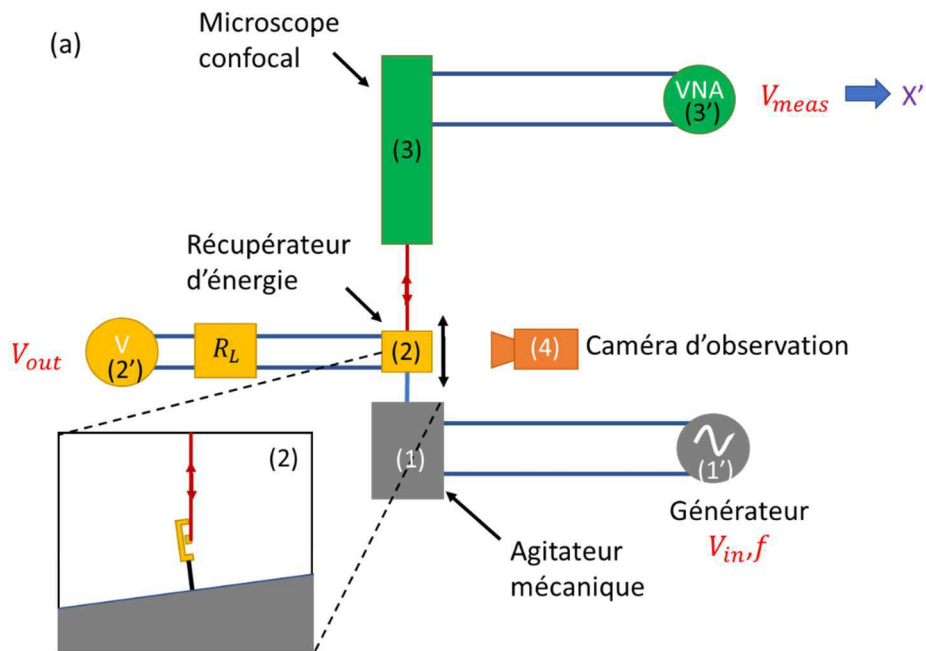


Figure 4.1 : (a) Vue schématique et (b) photographie du banc de mesure électromécanique développé au LAAS pour la caractérisation des récupérateurs d'énergie.

La Figure 4.1 présente le banc de mesure utilisé pour la caractérisation des récupérateurs d'énergie. Ce banc est constitué de trois parties principales :

- L'excitation assurée par un pot vibrant (1) qui est alimenté par un générateur de tension alternative (1'), de fréquence f et d'amplitude V_{in} variables, couplé à un amplificateur. Dans le cadre de nos expériences nous utilisons des fréquences f comprises entre 500 et 2000 Hz et des tensions d'excitation V_{in} entre 2 et 600 mV induisant un mouvement vertical de quelques nm à quelques centaines de nm. La tension V_{in} permet de moduler l'amplitude du mouvement Y exciteur et par la même l'accélération $a = Y\omega^2$.
- Le récupérateur d'énergie (2) relié à une résistance de charge (R_L) en parallèle à une carte d'acquisition (2'). Cette carte permet de mesurer la tension en boucle ouverte - on utilise alors une résistance de charge très importante (1 M Ω) - ou en boucle fermée en faisant varier R_L entre 10 Ω et 100 k Ω .
- Le microscope confocal (3) qui permet la détermination du déplacement de la masse sismique X' via une tension mesurée (V_{meas}) au travers d'un analyseur en fréquence (3') développé par Fabrice Mathieu au LAAS. Le confocal utilise un faisceau de lumière blanche dont le signal réfléchi est analysé. Son intensité est convertie en tension mesurée (V_{meas}) qui est proportionnelle à la distance de la surface réfléchissante, ici le flan de la masse sismique. Afin de ne pas être gêné par le cadre, un léger angle ($< 10^\circ$) est imposé à l'ensemble agitateur mécanique et récupérateur d'énergie, comme représenté dans l'insert de la Figure 4.1(a). Le logiciel permet de récupérer (i) la variation de V_{meas} au cours du temps (Figure 4.2(a)), permettant de remonter au déplacement de la masse sismique via la relation :

$$X'(\mu m) = 150(\mu m/V) * V_{meas} (V) \tag{4.1}$$

ainsi que (ii) la valeur maximale de V_{meas} permettant de tracer le comportement en fréquence (Figure 4.2(b)).

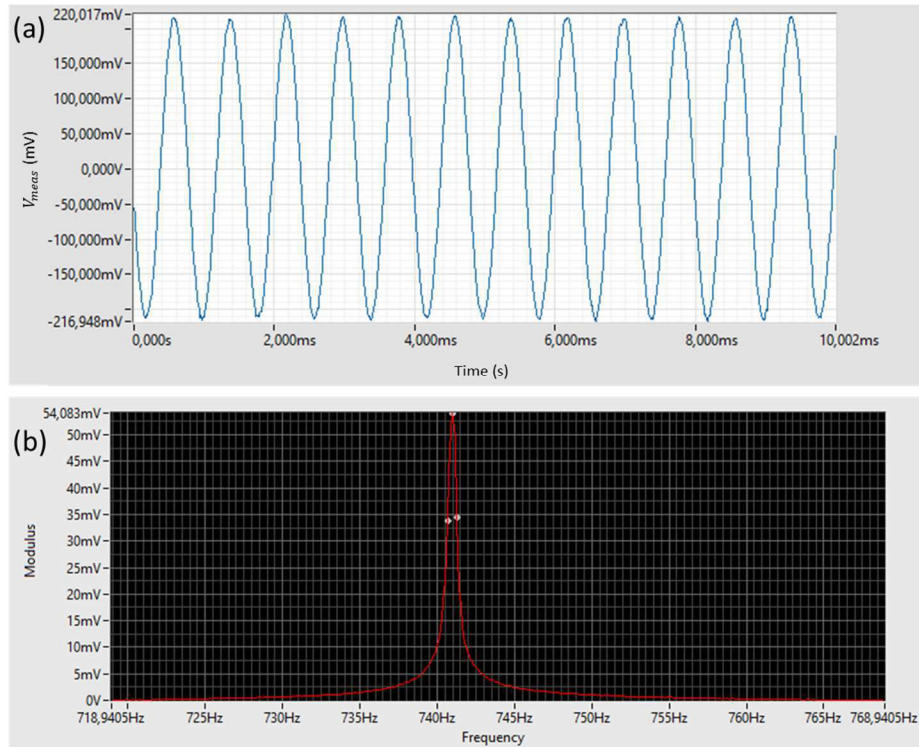


Figure 4.2 : Exemple de courbes (a) temporelle et (b) fréquentielle obtenues pour un système résonnant.

2) Mesures de résonance

a) Mesures fréquentielles

Le comportement en fréquence de différents récupérateurs d'énergie a été mesuré. Après avoir converti le maximum de V_{meas} en déplacement via l'équation (4.1), nous obtenons les courbes présentées Figure 4.3 qui présentent la variation de l'amplitude de déplacement X'_0 ($X' = X'_0 \sin(\omega t)$) en fonction de la fréquence. On peut noter une seule fréquence propre dans la gamme 500-1500 Hz, obtenue avec un balayage rapide, (Figure 4.3(a)). En affinant le balayage sur une gamme de fréquences comprises entre 1170 et 1300 Hz Figure 4.3(b), on peut noter un pic de résonance très étroit duquel on pourra déterminer le facteur de qualité Q à partir de :

$$Q = \frac{f_r}{\Delta f} \quad (4.2)$$

où f_r est la fréquence de résonance du système et Δf est la largeur à mi-hauteur du pic de résonance.

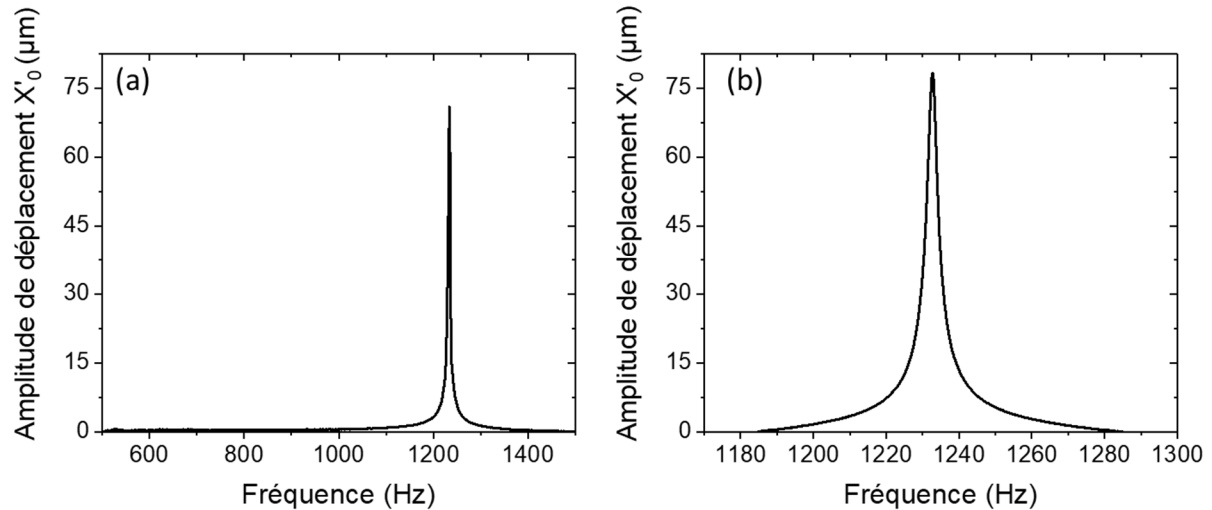


Figure 4.3 : Evolution fréquentielle de l'amplitude de déplacement X'_0 sur une plage de (a) 500 à 1500 Hz et (b) 1170 à 1300 Hz (récupérateur 5).

Les mesures ont été effectuées sur 3 récupérateurs d'énergie présentant des aimants de 500 μm et 2 de 300 μm . Les mesures résumées dans la Table 4.1 montrent une fréquence de résonance moyenne d'environ 1200 Hz et un facteur de qualité moyen d'environ 500. Les résultats sont proches, ce qui montre la bonne reproductibilité expérimentale du procédé de fabrication des récupérateurs.

	Taille aimants L (μm)	Distance bobine-aimant h (μm)	f_r (Hz)	Q
récupérateur 1	300	24,5	1275	654
récupérateur 2	300	24,5	1177	470
récupérateur 3	500	44	1182	690
récupérateur 4	500	27,5	1235	380
récupérateur 5	500	25	1254	440

Table 4.1 : Fréquences de résonance et facteurs de qualité obtenus pour les différents récupérateurs d'énergie.

Le facteur de qualité expérimental ne peut être comparé aux simulations, en effet seule la fréquence et le mode de résonance ont été investigués. La fréquence de résonance attendue était de 1029 Hz (cf. Chapitre 2), si bien que même si l'ordre de grandeur est correct, on note des valeurs expérimentales 20 % supérieures aux valeurs prévues. La première hypothèse souvent invoquée est la présence de frottements. Or, d'après le Chapitre 1 (Figure 1.18) l'effet des frottements sur la fréquence de résonance est quasi négligeable. En effet on a (eq.(1.24) et eq.(1.27)):

$$\omega_{r,X'_0} = \frac{\omega_n}{2\zeta} \left(\sqrt{1 + 8\zeta^2} - 1 \right)^{\frac{1}{2}}$$

avec

$$\zeta = \frac{1}{2Q} = \frac{d}{2m\omega_n}$$

soit ici, en considérant $Q \approx 500$ (Table 4.1) et $\zeta \approx 10^{-3}$, nous obtenons : $\omega_{r,x_0'} \approx \omega_n$. La fréquence de résonance étant $\omega_n = \sqrt{k/m}$, l'augmentation de 20 % s'explique soit par la diminution de la masse, soit par l'augmentation de la raideur des ressorts. Dans les simulations du Chapitre 2 nous n'avons considéré qu'une plaque de silicium. En introduisant la présence des aimants nous observons une augmentation de la masse de la plaque vibrante, et donc une diminution de 1,6 % de la fréquence propre. Concernant la raideur, nous avons vu au Chapitre 3 que la présence de flancs inclinés diminuait la fréquence de résonance. On peut donc évoquer que cette différence pourrait notamment provenir des largeurs de bras plus importantes que celles simulées (*cf.* Chapitre 3).

b) Détermination des amplitudes de déplacements relatifs et absolus

Le microscope confocal a permis de déterminer le déplacement $X'(t)$ de la masse sismique en fonction de la tension d'excitation V_{in} du pot vibrant et ce en pointant le laser sur la tranche de la plaque supportant les aimants. L'amplitude de V_{in} contrôle l'amplitude de déplacement du cadre Y_0 . Ainsi, en pointant le laser sur le cadre, on détermine par ailleurs $Y(t)$ et l'amplitude Y_0 . La Figure 4.4(a) illustre la linéarité entre la tension V_{in} et Y_0 . Les amplitudes Y_0 reportées sont faibles et difficiles à mesurer au confocal car noyées dans le bruit. La Figure 4.4(b) représente l'amplitude X_0' obtenue en fonction de V_{in} , amplitude bien plus importante que Y_0 et linéaire en fonction de l'excitation. On peut également tracer l'amplitude de déplacement relatif X_0 entre la masse et le cadre à partir de la relation $X_0 = X_0' - Y_0$: le déplacement relatif X_0 est alors très proche du déplacement absolu (Figure 4.4(b)), c'est pourquoi dans la suite de ce chapitre nous nous permettrons de confondre les deux.

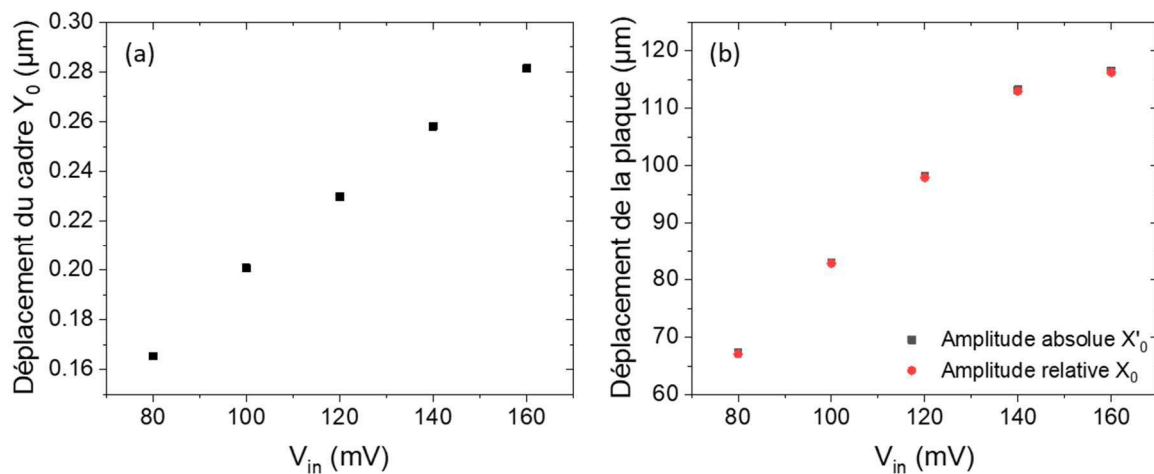


Figure 4.4 : Evolution des amplitudes de déplacement (a) absolu du cadre Y_0 et (b) absolu X_0' et relatif X_0 de la plaque en fonction de la tension d'excitation V_{in} délivrée à l'agitateur mécanique (récupérateur 5).

Le facteur de qualité Q peut être estimé à partir de la relation entre $X_{0,max}$ et Y_0 par l'équation ((1.49)):

$$X_{0,max} = \frac{Y_0}{2\zeta} = Y_0 Q \quad (4.3)$$

A partir des données Figure 4.4, on détermine Q de l'ordre de 420, soit un léger écart avec les 440 mesurés à partir de l'analyse fréquentielle, qui peut notamment s'expliquer par la non prise en compte de la masse des ressorts dans notre modèle.

II - Mesures électriques

La tension induite V_{out} aux bornes du récupérateur débitant dans la résistance de charge R_L a été mesurée à la fréquence de résonance de chaque récupérateur (Table 4.1) afin de maximiser la réponse du système. Le schéma électrique équivalent est représenté Figure 4.5 avec la f.é.m. e en série avec Z_{eq} représentant l'impédance de la bobine mesurée en fonction de la fréquence au Chapitre 3. En faisant varier la résistance de charge, deux modes ont été étudiés :

- en circuit pseudo-ouvert dit boucle ouverte, en utilisant une résistance de charge élevée ($1 \text{ M}\Omega$) permettant de mesurer la force électromotrice.
- en circuit fermé avec une résistance de charge variable entre $10 \text{ }\Omega$ et $100 \text{ k}\Omega$ permettant de déterminer la puissance délivrée.

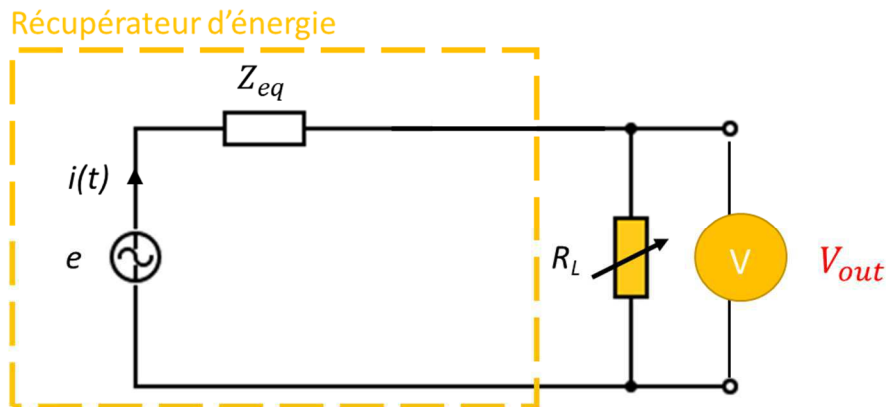


Figure 4.5 : Schéma électrique équivalent du récupérateur d'énergie et de la résistance de charge R_L pour la mesure de la tension induite V_{out} avec la carte d'acquisition DAQ.

1) Mesure de la tension induite en boucle ouverte

En configuration boucle ouverte, la tension induite aux bornes de la résistance de charge est assimilable à la force électromotrice e . En effet, avec $R_L = 1 \text{ M}\Omega$, on suppose un très faible courant dans le circuit, hypothèse discutée par la suite.

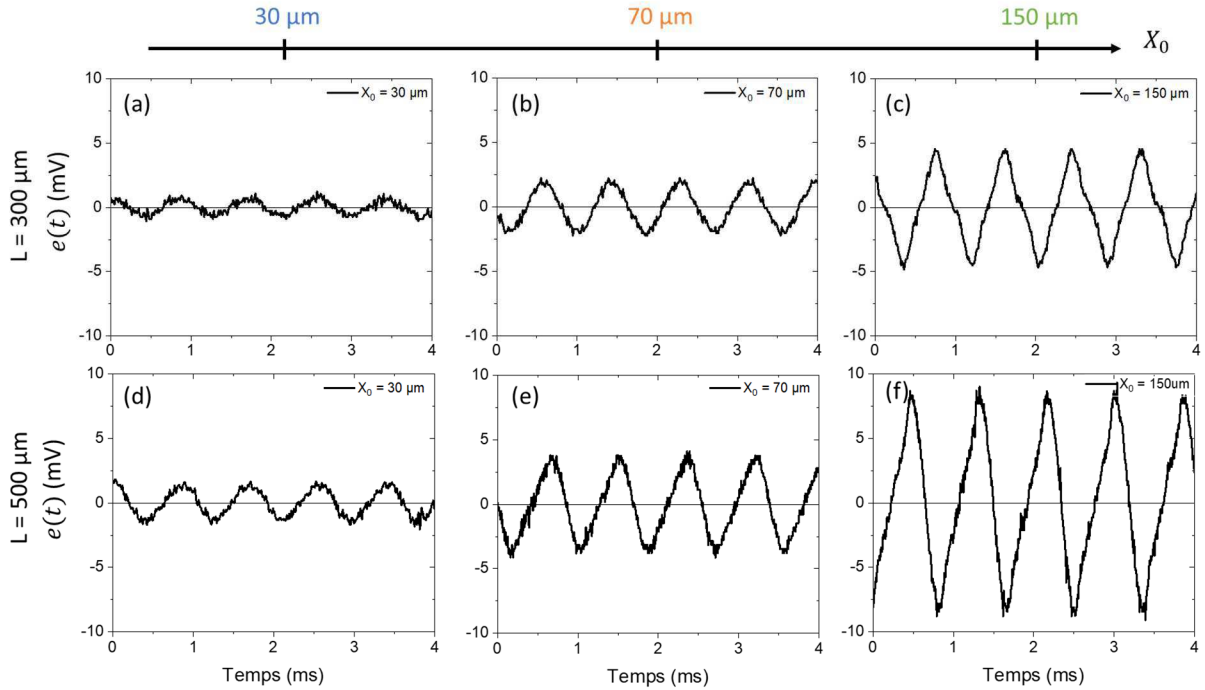


Figure 4.6 : Force électromotrice $e(t)$ mesurée en fonction du temps, pour trois amplitudes de vibrations X_0 (30, 70 et 150 μm) pour un dispositif avec des aimants de (a)-(c) $L = 300 \mu\text{m}$ (récupérateur 2) et (d)-(f) $L = 500 \mu\text{m}$ (récupérateur 5).

La Figure 4.6 présente l'évolution temporelle de la force électromotrice $e(t)$ pour différentes amplitudes de vibration X_0 et pour deux dispositifs de tailles d'aimants différentes, $L = 300$ et $500 \mu\text{m}$. D'après le Chapitre 1, la force électromotrice s'écrit (eq.(2.2)) :

$$e(t) = - \sum_i^N \frac{d\varphi_i}{dx} \cdot X_0 \omega \cos \omega t = -K \cdot v = -K \cdot X_0 \omega \cos \omega t \quad (4.4)$$

Cette tension est périodique, de forme sinusoïdale ce qui est observé pour les faibles amplitudes de vibration X_0 (Figure 4.6(a)(b)(d)). En revanche, des déviations au comportement sinusoïdal pur, appelées distorsions, sont observées à plus hautes amplitudes de vibration (Figure 4.6(c)(e)(f)). Celles-ci se caractérisent par la présence d'harmoniques supérieures (Figure 4.7) dans les transformées de Fourier des $e(t)$ à fortes amplitudes. Nous discuterons de l'origine de ces distorsions au paragraphe 4.

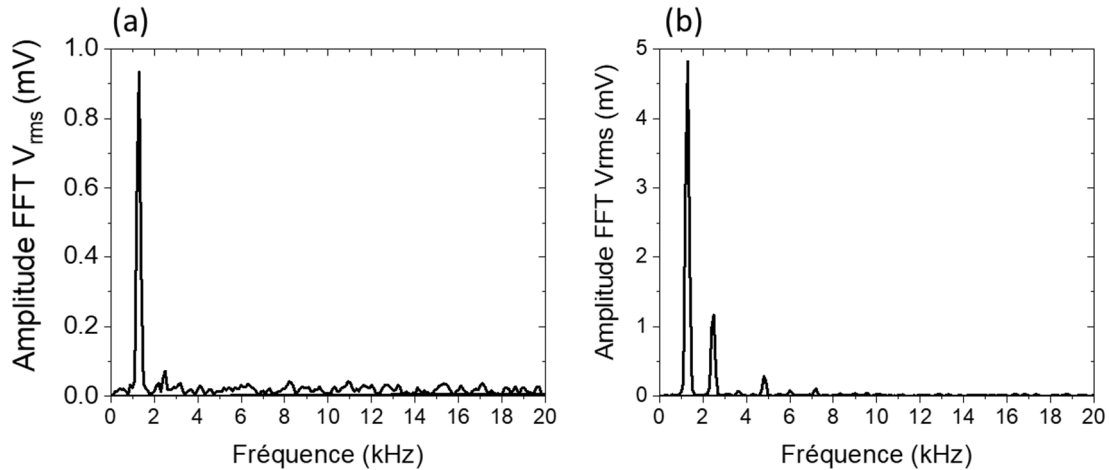


Figure 4.7 : Transformée de Fourier (FFT) du signal temporel de la tension induite par un récupérateur d'énergie ayant des aimants de $500 \mu\text{m}$ et une amplitude de vibration de (a) $X_0 = 30 \mu\text{m}$ (Figure 4.6(d)) et (b) $X_0 = 150 \mu\text{m}$ (Figure 4.6(f)).

La force électromotrice présente une amplitude E qui augmente avec X_0 . Pour une amplitude de vibration de $70 \mu\text{m}$, les amplitudes obtenues pour les dispositifs présentant des aimants de $300 \mu\text{m}$ et $500 \mu\text{m}$ sont de respectivement $3,8 \text{ mV}$ et $4,3 \text{ mV}$. Ces valeurs sont en bon accord avec les résultats des simulations (*cf.* Chapitre 2) qui prévoyaient des f.é.m. de $6,6$ et $9,1 \text{ mV}$.

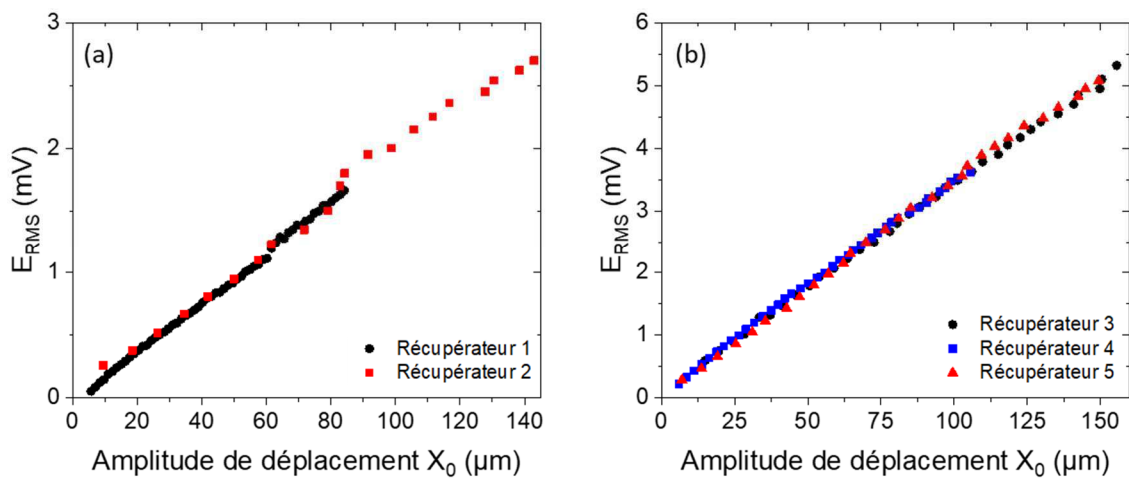


Figure 4.8 : Evolution des valeurs efficaces de f.é.m. en fonction de l'amplitude de déplacement X_0 pour les dispositifs avec des aimants (a) de $300 \mu\text{m}$ et (b) de $500 \mu\text{m}$.

La relation (4.4) prévoit un comportement linéaire entre l'amplitude de la force électromotrice et l'amplitude de vibration X_0 . Toutefois, étant données les distorsions observées de $e(t)$ à fortes amplitudes, il convient de plutôt considérer la valeur efficace de E . La Figure 4.8 présente les résultats de la valeur efficace de la fem E_{rms} en fonction de X_0 sur la gamme $10 - 150 \mu\text{m}$. On peut tout d'abord noter un comportement linéaire associée à une très bonne reproductibilité entre les différents récupérateurs mesurés.

L'ajustement linéaire de ces données permet de déterminer à partir de l'équation (4.4) le facteur de transduction K par la relation :

$$K = \frac{E}{X_0 \omega} = \frac{E_{rms}}{\sqrt{2} \pi f X_0} \quad (4.5)$$

La Table 4.2 présente les facteurs de transduction K_{sin} obtenus en considérant uniquement les faibles amplitudes de déplacement pour lesquelles le signal est sinusoïdal, et K_{tot} obtenus par l'ajustement de l'ensemble des points expérimentaux. On peut noter que K est globalement un peu plus faible dans le deuxième cas. L'équation (4.4) considérant un modèle purement sinusoïdal, nous discuterons les valeurs extraites à partir des faibles amplitudes, résultant en un K moyen de 3,4 et 6,6 mWb/m pour des tailles d'aimants respectives L de 300 μm et 500 μm . Ces valeurs mesurées sont très faibles comparativement aux valeurs simulées au Chapitre 2. Ceci peut s'expliquer par des constantes expérimentales différentes de celles utilisées dans les simulations électromagnétiques réalisées au Chapitre 2 telles que h , M_r et la présence de dépôt magnétique entre les plots, *i.e.* les vallées magnétiques (*cf.* Figure 3.6). Des simulations dédiées en intégrant les paramètres réels expérimentaux seront présentées dans la suite de ce chapitre pour une analyse plus fine et également pour adresser les problématiques de distorsions du signal f.é.m. mesuré.

Récupérateur	1	2	3	4	5
L, Δ_x, h (μm)	300 – 100 – 24,5	300 – 100 – 24,5	500 – 50 – 44,4	500 – 50 – 27,5	500 – 50 – 25
K_{sin} (mWb.m ⁻¹)	3,5	3,3	6,9	6,9	6,1
K_{tot} (mWb.m ⁻¹)	3,5	3,6	6,3	6,2	5,9
$K_{simu, chap2}$ (mWb.m ⁻¹)	17,52	17,52	22,72	22,72	22,72

Table 4.2 : Facteurs de transduction K expérimentaux pour des faibles amplitudes de vibration (K_{sin}) et pour l'ensemble des points expérimentaux (K_{tot}). Facteur de transduction K extraits des simulations présentées au Chapitre 2 pour une distance bobine-aimants $h = 40 \mu\text{m}$.

2) Mesure de la tension induite en boucle fermée

a) Validation de l'hypothèse de la boucle ouverte

La tension induite efficace V_{out} aux bornes de la résistance a été mesurée pour des valeurs de résistance de 1 k Ω à 1 M Ω . La Figure 4.9 montre que V_{out} augmente avec la valeur de la résistance de charge R_L jusqu'à une résistance de 100 k Ω au-delà de laquelle la tension devient constante.

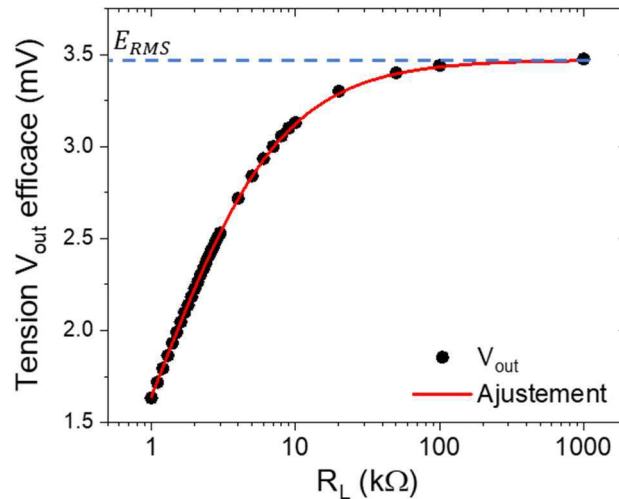


Figure 4.9 : Tension efficace induite aux bornes de la résistance de charge en fonction de la valeur de cette résistance R_L . Les points correspondent aux mesures réalisées et la courbe, à un ajustement des données. La ligne pointillés matérialise la valeurs de fem E_{RMS} (récupérateur 3, fréquence de résonance $f = 1182$, $X_0 = 110\mu\text{m}$).

D'après la Figure 4.5 la tension mesurée aux bornes de la bobine peut s'exprimer comme un pont diviseur de tension :

$$V_{out} = e \frac{R_L}{R_L + Z_{eq}} \quad (4.6)$$

L'ajustement des points expérimentaux avec la relation (4.6) permet de déterminer Z_{eq} . On obtient ainsi l'impédance de la bobine à la fréquence de résonance du système, et ce pour les différents récupérateurs d'énergie. Pour le récupérateur 3 représenté Figure 4.9, on obtient $Z_{eq} = 1114 \Omega$ et ce en parfait accord avec la valeur mesurée $Z_{eq} = 1124 \Omega$ à l'impédancemètre à cette fréquence (Figure 3.5). Les différentes valeurs associées aux différents récupérateurs sont compilées dans la Table 4.3 suivante. Comme évoqué au Chapitre 3, l'impédance à cette fréquence de résonance est purement résistive et égale à la résistance interne mesurée de la bobine, la partie inductive étant donc négligeable à ces fréquences.

Récupérateur	1	2	3	4	5
$L, \Delta x, t_{bob}$ (μm)	300 – 100 – 25,5	300 – 100 – 25,5	500 – 50 – 5,6	500 – 50 – 22,5	500 – 50 – 25
R_c (Ω)	132	135	1120	305	267
$Z_{eq,mes}$ (Ω)	132	135	1124	306	268
$Z_{eq,ajust}$ (Ω)	136	124	1114	318	259

Table 4.3 : Résistance interne de la bobine des différents récupérateurs, impédance équivalente mesurée à l'impédancemètre et déterminée par l'ajustement des valeurs de tensions expérimentales (eq.(4.6)).

A partir des valeurs de V_{out} en fonction de R_L , on peut déterminer les courants en boucle ouverte i_{bo} et en boucle fermé i_{bf} . En effet pour $R_L = 1 \text{ M}\Omega$, $V_{out} = 3,48 \text{ mV}$

(Figure 4.9) soit $i_{bo} = 3,48$ nA. Pour $R_L = 1$ k Ω par exemple, $V_{out} = 1,63$ mV (Figure 4.9) soit pour cette résistance $i_{bf} = 1,63$ μ A. Le courant présent dans le système en pseudo boucle ouverte est donc négligeable, ce qui valide l'utilisation de cette configuration.

b) Détermination de la puissance

A partir des mesures précédentes, on représente sur la Figure 4.10 la puissance électrique utile dissipée dans la résistance de charge, telle que $P = V_{out}^2/R_L$. Celle-ci est en accord avec la puissance attendue dans le schéma électrique équivalent Figure 4.5 avec $Z_{eq} = R_c$, soit :

$$P = \frac{E^2}{R_L} \left(\frac{R_L}{R_c + R_L} \right)^2 \quad (4.7)$$

dont l'ajustement est présenté Figure 4.10. Le maximum de puissance est observé pour $R_L \cong R_c$ avec R_c mesuré par ailleurs (ohmmètre et impédancemètre, Chapitre 3), et ce pour tous les récupérateurs caractérisés (Table 4.3). Il a été présenté au Chapitre 1 (Eq.(1.55)) que l'adaptation d'impédance se résume à $R_L = R_c + K^2/d_m$, ce qui suggère à ce stade que le second terme du membre de droite est négligeable devant le premier. Ceci sera étayé dans la partie suivante lors de l'estimation de l'amortissement mécanique d_m .

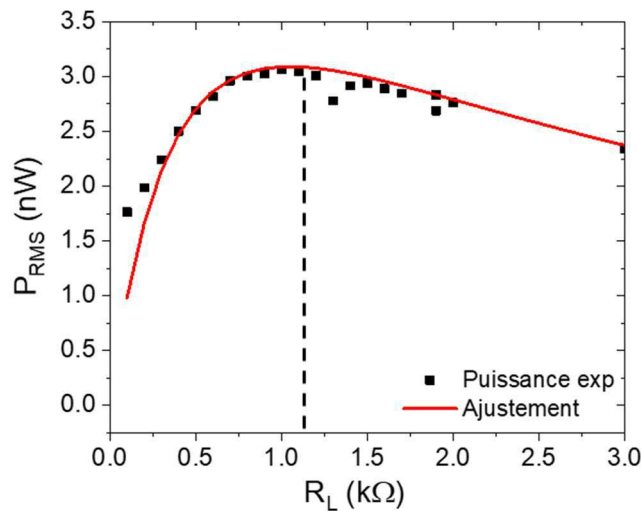


Figure 4.10 : Puissance délivrée à la résistance de charge en fonction de la valeur de cette résistance R_L . Les points correspondent aux valeurs expérimentales et la courbe à un ajustement des données. La ligne pointillée repère la valeur de R_c mesurée (récupérateur 3, fréquence de résonance $f_r = 1182$ Hz, $X_0 = 110$ μ m).

Récupérateurs	1	2	3	4	5
Taille latérale des aimants L (μm)	300	300	500	500	500
Épaisseur de la bobine t_{bob} (μm)	25,5	25,5	6	22,5	25
E_{rms} (mV)	1,39	1,35	2,44	2,46	2,5
Résistance interne R_C (Ω)	132	135	1120	305	267
R_L maximisant la puissance (Ω)	100 (100)	140 (10)	1000 (100)	300 (100)	300 (100)
$P_{max,RMS}$ (nW)	3,1	4	1,7	5,2	5,9
$P_{max,RMS}^{mod}$ (nW)	3,6	2,7	1,4	5,7	5,3

Table 4.4 : Tableau récapitulatif de la puissance efficace délivrée à la résistance de charge R_L pour une amplitude $X_0 = 70 \mu\text{m}$ et la valeur de résistance de charge (pas de mesure entre parenthèses) adaptée afin de maximiser la puissance récupérée $P_{max,RMS}$. La valeur de puissance $P_{max,RMS}^{mod}$ calculée grâce à l'eq.(1.56) est ajoutée pour comparaison.

On constate que la puissance maximale est de manière générale plus élevée pour les récupérateurs à aimants de $500 \mu\text{m}$, grâce à un facteur de transduction K plus important (Table 4.2) produisant une force électromotrice plus élevée. En effet, la puissance indiquée par la relation eq.(4.7) se résume à $P = E^2/4R_C$ pour $R_L = R_C$, le facteur prépondérant à la puissance est donc l'amplitude de la force électromotrice E . Comme évoqué au Chapitre 1, la résistance de la bobine impacte également la puissance comme en atteste le récupérateur 3 de $L = 500 \mu\text{m}$ mais $R_C = 1 \text{ k}\Omega$. Il apparaît donc clairement qu'il convient de diminuer R_C autant que possible et ce, ici, avec une épaisseur la plus importante possible de pistes métalliques constituant les spires. Les puissances reportées expérimentalement sont également confrontées au modèle développé au Chapitre 1 avec une puissance exprimée comme (1.56) :

$$P_{moy,load,opt} = \frac{K^2 m^2 \omega_n^4 Y_0^2}{8d_m(d_m R_C + K^2)}$$

avec $Y_0 = X_0/Q$ (eq.(4.3)). Les valeurs sont ainsi calculées à partir des valeurs de f , X_0 , Q et R_C mesurées, de K déterminées précédemment et de d_m tel qu'appréhendées ci-après. On constate Table 4.4 que l'ordre de grandeur est le même que celui expérimental ce qui confère à ce modèle une bonne base pour la conception de récupérateurs d'énergie.

3) Discussion sur l'amortissement mécanique

Nous avons montré dans la partie précédente que le courant en boucle ouverte est de l'ordre du nanoampère et négligeable au regard du courant en boucle fermée de

l'ordre du microampère. L'amortissement électrique trouvant son origine dans l'effet magnétique associé au courant induit, on établit que l'amortissement électrique est nul en boucle ouverte contrairement au cas où on se place en boucle fermée. Les amortissements mécanique et électrique, ont pour effet de réduire l'amplitude de vibration. La Figure 4.11(a) compare le déplacement mesuré au confocal en boucle ouverte ($R_L = 1 \text{ M}\Omega$) et en boucle fermée ($R_L = 100 \Omega$). Il n'apparaît aucune différence significative d'amplitude X_0 entre les deux configurations (Table 4.5). Ainsi on peut conclure que l'amortissement électrique d_e est négligeable par rapport à l'amortissement mécanique d_m . On sait que d'après l'équation (1.40) :

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_m} + \frac{1}{Q_e} \quad (4.8)$$

Par conséquent, l'origine du facteur de qualité provient uniquement de l'amortissement mécanique $Q = Q_m$ avec :

$$d_m = \frac{m2\pi f_n}{Q_m} \quad (4.9)$$

Ainsi à partir des mesures de résonance mécanique, les valeurs de Q reportées (Table 4.1) permettent de déterminer d_m de l'ordre de $10^{-4} \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ pour les différents récupérateurs (Table 4.5) (on considère ici la masse de la plaque et des aimants uniquement, $m = 41,7 \text{ mg}$ pour les aimants de $L = 300 \mu\text{m}$ et $m = 42,6 \text{ mg}$ pour ceux de $L = 500 \mu\text{m}$).

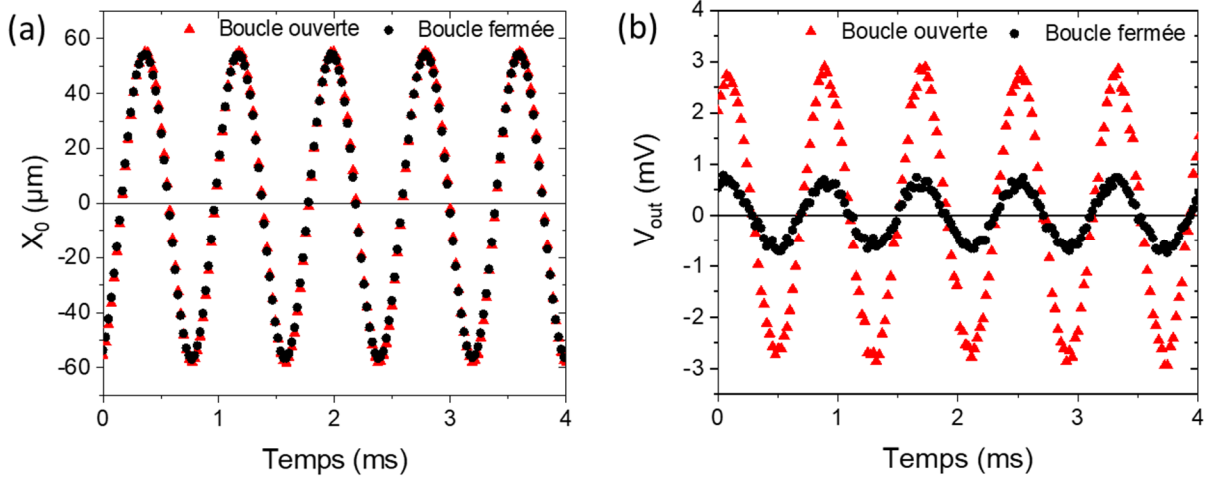


Figure 4.11 : (a) Amplitude de déplacement X_0 et (b) tension induite aux bornes de la résistance de charge V_{out} au cours du temps en boucle ouverte ($R_L = 1 \text{ M}\Omega$) et en boucle fermée ($R_L = 100 \Omega$) (récupérateur 4, $f_r = 1235 \text{ Hz}$).

Récupérateurs		1	2	3	4	5
Taille latérale des aimants L (μm)		300	300	500	500	500
Epaisseur de la bobine t_{bob} (μm)		25,5	25,5	6	22,5	25
Amplitude de déplacement X_0 (μm)	$R_L = 1$ $\text{M}\Omega$	44,96	69,92	/	57,14	71,04
	$R_L = 100$ Ω	45,18	70,89	/	55,89	70,92
Variation de X_0 entre boucle ouverte et boucle fermée		5%	14%	/	-2%	-1%
d_m ($\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$)(eq.(1.24))		$0,51 \times 10^{-3}$	$0,66 \times 10^{-3}$	$0,46 \times 10^{-3}$	$0,87 \times 10^{-3}$	$0,76 \times 10^{-3}$

Table 4.5 : Amplitude de déplacement X_0 en boucle ouverte et boucle fermée pour les différents dispositifs et variation entre les deux configurations. Amortissement mécanique d_m pour chaque récupérateur d'énergie.

Alors que la condition d'adaptation d'impédance générale s'écrit, $R_L = R_C + K^2/d_m$, on constate bien qu'avec des facteurs de transduction K de l'ordre de 10^{-3} $\text{Wb}\cdot\text{m}^{-1}$ (Table 4.2) on a bien $R_L \sim R_C$ comme vérifié expérimentalement dans les mesures de puissance et ce que reporté dans la littérature pour les systèmes de taille comparable [52,72].

4) Simulations systèmes réels

Les valeurs mesurées de l'amplitude de tension E et les facteurs K extraits des mesures présentent un fort contraste avec les valeurs simulées au Chapitre 2 : les tensions reportées sont 2 fois plus faibles tandis que K est 4 à 6 fois plus faible en fonction des récupérateurs (Table 4.2). Plusieurs facteurs peuvent être à l'origine de ces différences : la hauteur h considérée dans les simulations à $40 \mu\text{m}$ à comparer aux $\sim 25 \mu\text{m}$ des récupérateurs réels, l'aimantation rémanente des aimants NdFeB mesurée à $550 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$ au lieu de $1000 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$ simulés, et enfin la présence de vallées magnétiques entre les aimants proprement dits de taille L . Ainsi nous avons implémenté ces paramètres expérimentaux avec $h = 44$ et $26 \mu\text{m}$ (récupérateur 3 et 1,2,4,5 respectivement), $M_r = 550 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$ et la présence de vallées d'épaisseur homogène $50 \mu\text{m}$ de mêmes propriétés magnétiques et situées $50 \mu\text{m}$ en dessous du plan des aimants.

Pour ces simulations nous avons utilisé la même méthodologie qu'au Chapitre 2, à savoir, utiliser une spire modèle se déplaçant au-dessus du réseau d'aimants cette fois-ci agrémenté des vallées. Ceci permet d'obtenir le profil de flux $\varphi(x)$ en fonction de la position au-dessus du réseau d'aimants, c'est-à-dire l'équivalent de la Figure 2.11. Alors qu'au Chapitre 2 le gradient de flux $d\varphi/dx$ était considéré constant pour les b spires positionnées au-dessus d'une colonne d'aimants (Figure 2.15), nous avons réalisé

ici un code Python permettant de relever sur la courbe $\varphi(x)$ les valeurs de φ vues par chacune des $n \times b$ spires de la bobine et ce lors d'un déplacement sinusoïdal d'amplitude X_0 et de fréquence f ajustables. Ainsi on obtient le flux vu par la bobine de $n \times b$ spires en fonction du temps (Figure 4.12(a)(b)(c)) et par la même sa dérivée temporelle, qui n'est autre que la force électromotrice (Figure 4.12(d)(e)(f)). Cette approche présente l'avantage d'être plus précise que celle présentée au Chapitre 2 puisqu'ici le flux est considéré point à point et permet ainsi de distinguer des variations locales de flux particulièrement marquées en bord d'aimants et entre les aimants si l'amplitude X_0 devient importante.

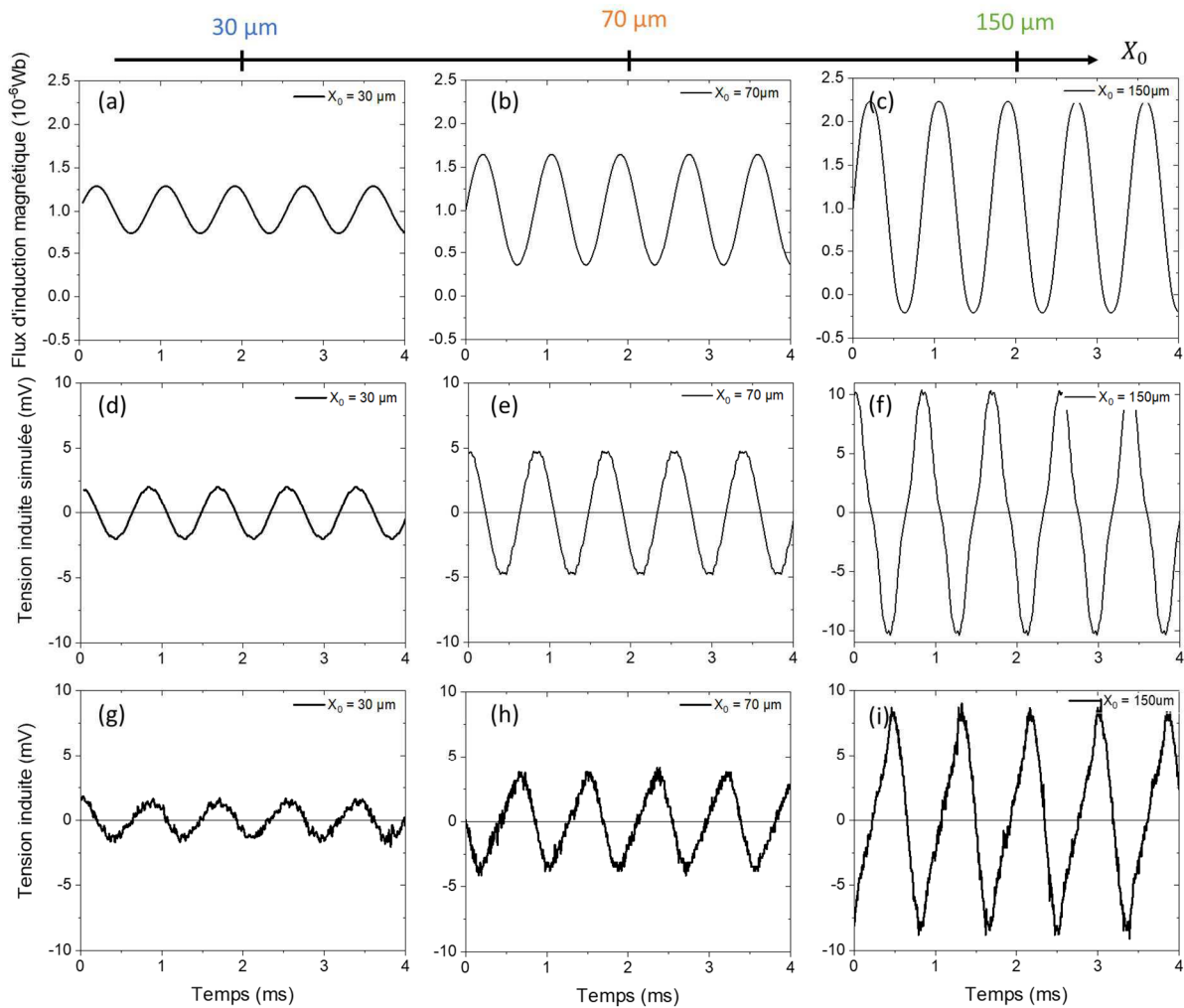


Figure 4.12 : (a)-(c) Flux d'induction magnétique vu par la bobine simulée au cours du temps pour différentes amplitudes de vibrations ($X_0 = 30 - 70 - 150 \mu\text{m}$). Tension induite (d)-(f) simulée et (g)-(i) mesurée pour plusieurs X_0 (récupérateur 3, $f = 1182 \text{ Hz}$).

a) Considération des vallées

La Figure 4.13 présente les tensions induites simulées avec et sans vallées et comparées avec une mesure expérimentale pour un amplitude $X_0 = 150 \mu\text{m}$. On constate clairement que la présence de vallées permet de reproduire presque

parfaitement le comportement expérimental, dont les propriétés sont drastiquement réduites par rapport à un système sans vallées. On peut d'ores et déjà noter qu'une réalisation de récupérateurs avec un procédé technologique permettant de s'affranchir des vallées serait une amélioration majeure.

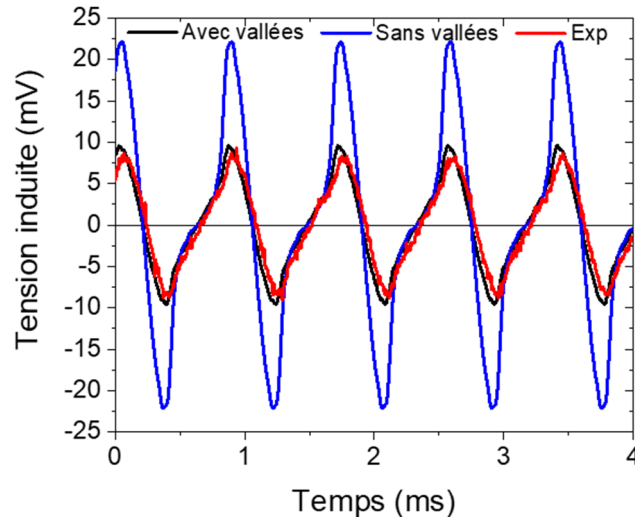


Figure 4.13 : Force électromotrice générée par le récupérateur d'énergie au cours du temps, expérimentale (rouge), simulée avec matériau magnétique dans les vallées (noire) et sans (bleue) (récupérateur 3, $f = 1182$ Hz, $X_0 = 150$ μ m).

b) Facteurs de transduction K simulés dans les systèmes réels

D'après l'équation (4.5), l'amplitude E de la fem est égale à $KX_0\omega$ permettant ainsi de déterminer K dans ces simulations couplées Comsol et Python (Table 4.2). Le facteur 4 à 6 constaté entre les facteurs K mesurés et ceux simulés au Chapitre 2 est réduit à seulement 2 en considérant les paramètres réels. Il en est également de même avec l'amplitude E puisque celle-ci dépend ici principalement de K . Il est à noter qu'au vue de la différence de méthodologies de simulations utilisées dans le Chapitre 2 et ici, nous nous sommes assurés que pour un système simulé rigoureusement identique, une valeur de K similaire était obtenue quelle que soit la méthode (écart de 4 %). Considérant le facteur 2 entre les K mesurés et ceux obtenus par les simulations représentatives des systèmes réels, plusieurs hypothèses peuvent être évoquées. Tout d'abord la distance réelle h entre la bobine et les aimants n'est qu'approchée par l'estimation des épaisseurs d'adhésif, des aimants et des spires. Toutefois, on pourrait s'attendre à ce que l'épaisseur d'adhésif soit en réalité plus faible que son épaisseur nominale calibrée du fait de la compression lors du processus d'assemblage. On peut également évoquer la forme réelle des aimants et particulièrement des vallées. Alors que dans toutes nos simulations, les aimants et vallées sont considérés comme des parallélépipèdes parfaits sans contacts entre eux, les dépôts réels font états de surdépôts latéraux qui conduit à une continuité magnétique aimants-vallées (Figure 3.6(a)-(d)). Le comportement résultant n'est pas aisé à prévoir, si bien qu'il conviendrait de réaliser

des simulations *ad hoc*. Enfin, les simulations électromagnétiques réalisées dans ce manuscrit prennent toujours comme point de départ une spire modèle qui permet de déterminer tout le profil de flux magnétique du réseau d'aimants. La contribution des différentes spires est ensuite bâtie sur les données de cette spire modèle. Autrement dit, la surface de toutes les $n \times b$ spires des bobines est intrinsèquement considérée identique, ce qui peut conduire à une erreur. Afin de l'évaluer, nous avons conduit un jeu de n simulations, n étant le nombre de colonnes d'aimants et b le nombre de spires au-dessus de chaque colonne. Pour ces n simulations, la surface de la spire modèle est égale à la surface moyenne des b spires surplombant la $n^{\text{ème}}$ colonne. Ce jeu de simulations réalisé avec les caractéristiques du récupérateur n° 3 résulte en un facteur de transduction $K = 9,43 \text{ mWb.m}^{-1}$ à comparer à K simulé Table 4.6, soit une augmentation de 7 % validant l'approximation d'une spire modèle unique utilisée lors de cette étude.

Récupérateur	1	2	3	4	5
$L, \Delta x, h$ (μm)	300 – 100 – 24,5	300 – 100 – 24,5	500 – 50 – 44,4	500 – 50 – 27,5	500 – 50 – 25
K_{exp} (mWb.m^{-1})	3,5	3,3	6,9	6,9	6,1
K_{simu} (mWb.m^{-1})	6,99	6,99	8,85	9,22	9,16

Table 4.6 : Comparaison des facteurs de transduction expérimentaux et ceux obtenus par simulation.

c) Origine des déviations au comportement sinusoïdal de la force électromotrice

Comme présenté à la Figure 4.6, il apparaît qu'aux amplitude de vibrations X_0 importantes des déviations au comportement sinusoïdal de la f.é.m. apparaissent. On peut logiquement supposer leur origine comme provenant du fait que les spires de périphérie passent au-dessus de l'espace inter-aimants lors de leur déplacement. On nommera par la suite suramplitude cette origine de distorsion. Dans les simulations couplées Comsol et Python développées dans la partie précédente, nous avons calculé les tensions en fonction du temps pour des déplacements d'amplitudes X_0 variables. Les résultats sont présentés Figure 4.6(d)(e)(f) pour respectivement $X_0 = 30, 70$ et $150 \mu\text{m}$. Il apparaît clairement des distorsions pour des amplitudes $X_0 = 150 \mu\text{m}$, ce qui n'est pas le cas à 30 et $70 \mu\text{m}$. Cependant les mesures présentées comparativement à 70 et $150 \mu\text{m}$ (Figure 4.12(h)(i)) présentent des distorsions d'une autre nature. Nous pouvons montrer que dans ces derniers cas, les distorsions proviennent d'un décentrage du groupe de b spires par rapport à la colonne d'aimants, tel que représenté Figure 4.14(b). Ainsi, avec l'appui des simulations on peut montrer que ce système présente seulement un problème de décentrage à $X_0 = 70 \mu\text{m}$ tandis qu'à $X_0 = 150 \mu\text{m}$ ce décentrage se conjugue au défaut de suramplitude.

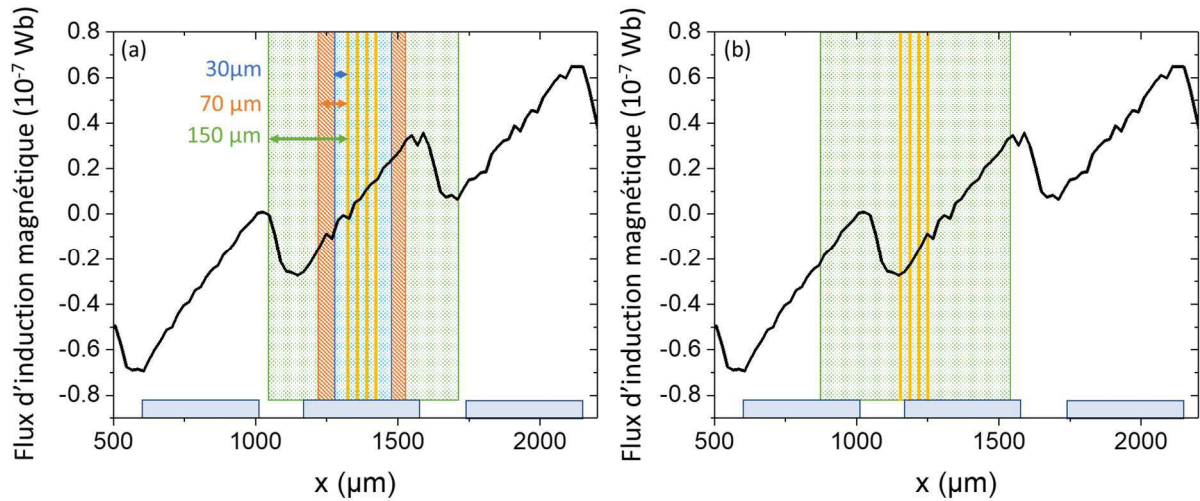


Figure 4.14 : Positionnement schématique des spires au-dessus d'une colonne d'aimants et le flux d'induction vu par l'une d'elle pour des spires (a) centrées et (b) décentrées par rapport aux colonnes d'aimants représentées par les pavés bleus.

La Figure 4.15 présente les mesures et les simulations obtenues en ajustant la valeur de décentrage. On observe un très bon accord que ce soit en deçà ou presque de l'amplitude correspondant au phénomène de suramplitude (Figure 4.15(a)(c)), ou au-delà (Figure 4.15(b)(d)). Il est à noter qu'une forte valeur de décentrage abaisse l'amplitude critique de suramplitude. A titre d'exemple, les Figure 4.15(a) et (c) relatives à des tailles d'aimants respectives de $L = 300$ et $500 \mu\text{m}$, pourtant obtenues à la même amplitude $X_0 = 70 \mu\text{m}$, ne présentent pas la même forme : alors que la fem en (a) est purement sinusoïdale, en (c) les distorsions observées sont reproduites avec un décentrage important de $110 \mu\text{m}$, ce qui amène ce système en suramplitude à $X_0 = 70 \mu\text{m}$. A $X_0 = 150 \mu\text{m}$ le système correspondant à $L = 300 \mu\text{m}$ est en régime de suramplitude (Figure 4.15(b)). On peut alors observer un défaut de symétrie du signal vers la tension nulle caractéristiques du défaut de décentrage, que l'on estime ici à $7 \mu\text{m}$ d'après les simulations. Le point important est que le décentrage ainsi déterminé grâce aux simulations est presque toujours inférieur à $10 \mu\text{m}$, ce qui témoigne d'une bonne maîtrise du procédé d'assemblage bobine-aimants.

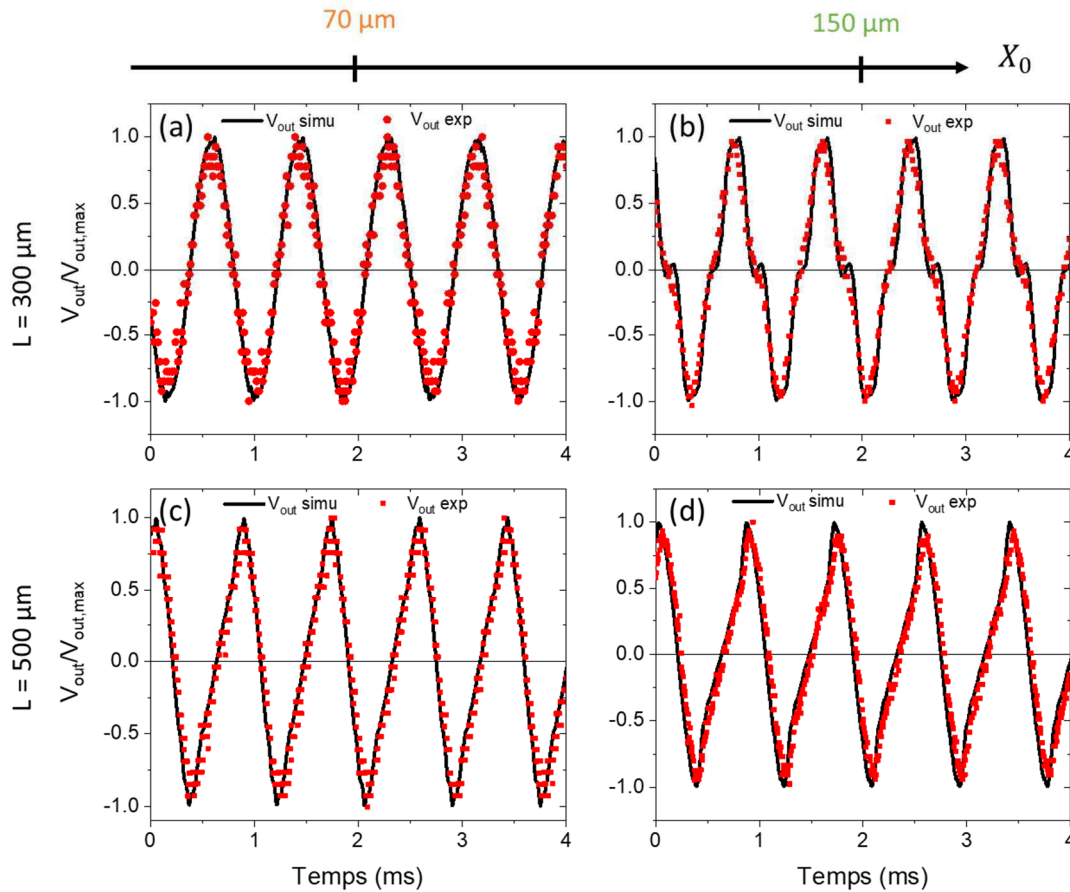


Figure 4.15 : Tension induite normalisée mesurée (carrés rouges) et simulée (courbes noires) pour un récupérateur d'énergie avec des aimants de (a)-(b) $L = 300 \mu\text{m}$ et (c)-(d) $L = 500 \mu\text{m}$ et des amplitudes de vibration $X_0 = 70$ et $150 \mu\text{m}$.

d) Récapitulatif des différents récupérateurs d'énergie mesurés

La Table 4.7 compile les caractéristiques physiques, mécaniques et électriques des 5 récupérateurs mesurés lors de cette étude. Comme évoqué précédemment, les différences de valeurs de puissance s'expliquent par les différences de tensions reportées, elles-mêmes fonction du facteur de transduction K plus important pour les grandes tailles du fait d'un nombre de spires plus important, et de R_c qui peut être modulé par l'épaisseur de métal.

La comparaison des différents amortissements mécaniques reportés est de l'ordre $0,4 \times 10^{-3}$ avec des dispersions suivant le récupérateur considéré. Il n'est pas aisé de discuter l'origine des différences quantitatives, l'amortissement mécanique étant lié aux défauts intrinsèques du matériau et de manière générale à la qualité de fabrication associée aux différentes étapes technologiques. Toutefois, nous reportons dans la Table 4.7 un niveau de qualité estimé d'après les observations optiques et MEB des différents systèmes. Les récupérateurs 2 et 5 sont ainsi qualifiés de mauvaise qualité du fait de la présence d'impuretés de type filaments sur au moins un des 4 ressorts (Figure 4.16(a)). Concernant le récupérateur n°4, un défaut de gravure induit une mauvaise définition

des flancs de la plaque (Figure 4.16(b)), si bien que l'on suppose que les flancs des ressorts sont également impactés. En revanche les récupérateurs 1 et 3 n'ont fait état d'aucune anomalie lors des observations. On constate une corrélation entre les valeurs d'amortissement mécanique et ces critères de qualité de résonateurs.

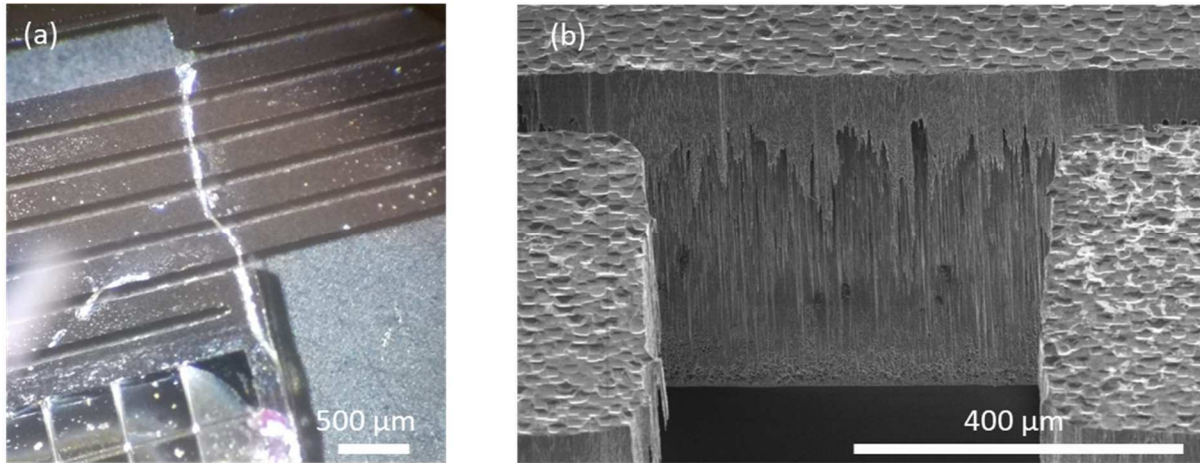


Figure 4.16 : (a) Image optique d'un défaut de fabrication présent sur un des ressorts de la plaque vibrante. (b) Image MEB du flanc de la plaque vibrante où apparaît un défaut de gravure.

Concernant la puissance normalisée au volume et à l'accélération, NPD (Normalized Power Density, eq.(1.57)), les valeurs ici reportées sont de l'ordre de 10^{-4} . Ces valeurs sont comparables aux valeurs reportées dans la littérature présentées Table 1.4 pour les récupérateurs d'énergie à vibration planaire. Toutefois ces valeurs sont très dispersées avec des variations sur 5 ordres de grandeur. En effet chaque système possède sa propre architecture et nombre de paramètres différents tels que la fréquence de résonance, le matériau magnétique utilisé, la distance aimant-bobine h , la taille des aimants, la résistance de la bobine et le volume. On peut ici discuter nos résultats au regard du système présenté par Han *et al.* [10] qui fut notre système de référence. En effet ces auteurs reportent un NPD de $0,133 \mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{g}^{-2}$ soit environ 5 fois plus élevé que nos valeurs reportées. Ceci est principalement dû à la faible taille de leur système ($0,068 \text{ cm}^3$) comparativement au notre $0,3 \text{ cm}^3$ puisque la puissance maximum est du même ordre de grandeur (nW) que dans ce travail. A noter qu'ils ont une épaisseur magnétique très faible de $10 \mu\text{m}$ pour un matériau de rémanence $0,9 \text{ T}$ et une distance bobine aimants assez faible de $20 \mu\text{m}$. Ils travaillent à une fréquence de 48 Hz , bien inférieure à la nôtre, et obtiennent une faible amplitude de tension de $0,98 \text{ mV}$ au maximum. Cette valeur de tension est compensée par une résistance de charge très faible de 12Ω ce qui leur permet d'atteindre une puissance comparable.

Récupérateur	1	2	3	4	5
$L, \Delta x$ (μm)	300 – 100	300 – 100	500 – 50	500 – 50	500 – 50
h, t_{bob} (μm)	24,5 – 25,5	24,5 – 25,5	44,4 – 5,6	27,5 – 22,5	25,0 – 25,0
E_{rms} (mV)	1,39	1,35	2,44	2,46	2,5
$E_{RMS,simu}$ (mV)	2,77	2,56	3,25	3,54	3,57
P_{max} (nW)	3,1	4	1,7	5,2	5,9
$R_L(P_{max})$ (Ω)	100 (100)	140 (10)	1000 (100)	300 (100)	300 (100)
R_c (Ω)	132	135	1120	305	267
Z_{eq} (Ω)	132	135	1124	306	268
K_{exp} (mWb/m)	3,5	3,3	6,9	6,9	6,1
K_{simu} (mWb/m)	6,99	6,99	8,85	9,22	9,16
d_m	$0,36 \times 10^{-3}$	$0,46 \times 10^{-3}$	$0,31 \times 10^{-3}$	$0,59 \times 10^{-3}$	$0,52 \times 10^{-3}$
Qualité du résonateur	++	--	++	-	--
Décentrage (μm)	< 10	~ 7	~ 110	< 10	~ 8
NPD ($\mu\text{W} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{g}^{-2}$)	0,021	0,019	0,017	0,014	0,019

Table 4.7 : Tableau récapitulatif des caractéristiques des différents récupérateurs d'énergie. Toutes les valeurs sont données pour une amplitude de vibration $X_0 = 70 \mu\text{m}$ ($m = 41,7 \text{ mg}$ pour les aimants de $L = 300 \mu\text{m}$ et $m = 42,6 \text{ mg}$ pour ceux de $L = 500 \mu\text{m}$ et $V = 0,3 \text{ cm}^3$).

Plusieurs voies sont envisageables afin d'améliorer les performances de notre système. Tout d'abord pour améliorer le couplage électromagnétique, et donc le facteur de transduction, il est possible d'augmenter l'induction rayonnée par le réseau d'aimants. Pour cela, l'intégration d'aimants NdFeB déposés à $500 \text{ }^\circ\text{C}$ serait intéressant car conduisant à des propriétés intrinsèques des aimants plus importantes que celles utilisée ici à froid (*cf.* Chapitre 3). Réussir à augmenter l'épaisseur déposée permettrait de générer une induction plus importante à une même distance des aimants. Ceci représente un réel défi par dépôt de couches minces par pulvérisation cathodique, si bien que d'autres techniques doivent être actuellement considérées pour cela. De plus nous avons montré que le couplage serait grandement exalté en supprimant les vallées magnétiques, voire en réalisant un réseau de bandes magnétiques comme l'a montré le groupe de Roy [1,58,65](*cf.* Chapitre 1). Autrement, il conviendrait d'augmenter la taille latérale des aimants pour élever le nombre de spires de la bobine surplombant les aimants. En revanche, cela augmenterait aussi la résistance interne de la bobine, ce qui aura tendance à diminuer en partie la puissance générée. Ainsi si l'objectif est de maximiser la puissance et non plus la tension, il s'agirait ici de trouver un compromis entre tension induite et résistance interne afin de maximiser la puissance générée. La résistance interne de la bobine peut quant à elle être diminuée en augmentant

l'épaisseur de la bobine réalisée, ce qui, au vu des solutions technologiques retenues, permettrait également de diminuer la distance bobine-aimants et donc d'augmenter le couplage entre les deux.

III - Conclusion

Ce chapitre fait état des caractérisations mécaniques et électriques des systèmes finaux, après optimisation du design grâce à des simulations par élément finis et la réalisation technologique en salle blanche.

Les fréquences de résonance obtenues sont proches de celles attendues par simulation. Par ailleurs des facteurs de qualité Q très importants ont été mesurés ce qui engendre un système très sélectif en fréquence. Comme discuté au Chapitre 1, il s'agit de trouver un compromis entre largeur de bande passante et puissance récupérée. Les comportements mécaniques sont reproductibles sur les 5 récupérateurs mesurés ce qui suggère une maîtrise du processus de fabrication dans son ensemble, notamment le faible désalignement bobine-aimants quantifié par l'analyse des distorsions du signal électrique.

En termes de réponse électrique, celle-ci correspond très bien au modèle. En effet la force électromotrice est linéaire en fonction de l'amplitude X_0 comme attendu, ce qui permet de quantifier le facteur de transduction expérimental. La réponse en tension est purement sinusoïdale à faibles amplitudes d'oscillation puis des distorsions apparaissent aux grandes amplitudes. En ce qui concerne la puissance, celle-ci est maximisée pour une résistante de charge R_L égale à la résistance de la bobine R_C , là encore en accord avec les prédictions du modèle. Nous avons de plus montré que l'amortissement électrique est très faible par rapport à l'amortissement mécanique, amortissement qu'il conviendrait de réduire. Il serait par exemple possible d'encapsuler les dispositifs afin de les faire vibrer à basse pression, réduisant ainsi les frottements de l'air.

Actuellement les performances obtenues avec ces dispositifs sont comparables à l'état de l'art bien que celui-ci soit fort disparate du fait d'architectures et de matériaux magnétiques variés et des paramètres intrinsèques fort différents. Il faudrait une dizaine de nos dispositifs en série pour atteindre 100 mV et pouvoir redresser la tension grâce à un pont de diodes Schottky afin de pouvoir la stocker.

Enfin, afin d'adresser une amélioration notable du système présenté ici, nous avons travaillé sur une alternative aux aimants déposés par pulvérisation cathodique afin d'atteindre des épaisseurs magnétiques beaucoup plus importantes. La voie choisie ici et développée dans le prochain chapitre concerne l'élaboration de nanobâtonnets de Co monocristallins *hcp* synthétisés par voie chimique en solution puis assemblés en micro-aimants sur un substrat.

Chapitre 5 : Réalisation de micro-aimants à base de nanobâtonnets de cobalt

Dans le cadre d'une collaboration entre les laboratoires LAAS et LPCNO, un procédé d'intégration directe d'aimants permanents a été développé à partir de 2017 dans le cadre de la thèse de Pierre Moritz au LPCNO [5]. Ce procédé a permis de réaliser des aimants submillimétriques planaires à partir de nanobâtonnets de cobalt synthétisés par voie chimique. Un premier système intégrant ces aimants a démontré la possibilité d'actionner un capteur gravimétrique de type MEMS par la force de Lorentz [32]. Après avoir brièvement présenté les nanobâtonnets (NBs) de Co utilisés, nous rappellerons le principe de la magnétophorèse en introduisant les trois étapes principales du procédé. Par la suite nous présenterons les stratégies mises en place pour permettre l'élaboration d'aimants présentant une aimantation hors plan et les difficultés rencontrées puis nous conclurons par les perspectives pour y parvenir dans la perspective d'un récupérateur d'énergie.

I - Principe du procédé de magnétophorèse

La fabrication d'aimants nanostructurés et directement intégrés repose sur l'assemblage dirigé de NBs de Co sous l'effet de gradients de champ magnétique induits localement par des plots de Ni électrodéposés (*cf.* Figure 5.1).

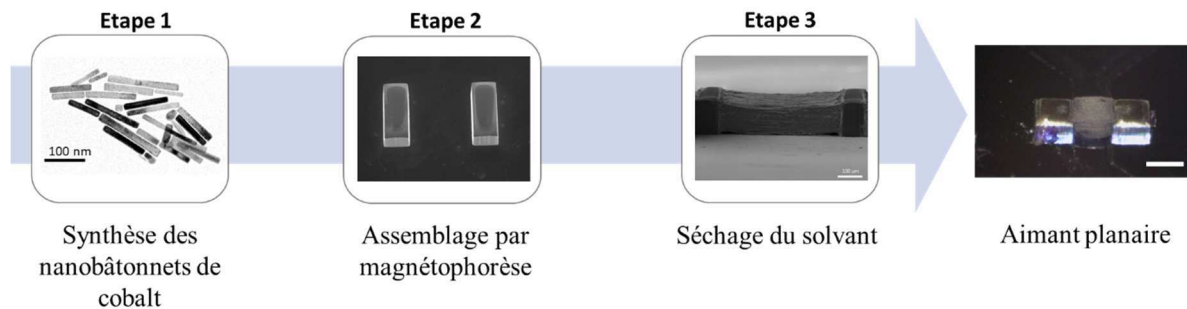
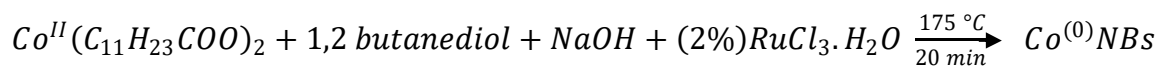


Figure 5.1 : Principe d'élaboration d'aimants submillimétriques à partir de NBs de Co.

1) Nanobâtonnets de cobalt élaborés par voie chimique

Les précédents travaux menés par l'équipe Nanostructure et Chimie Organométallique du LPCNO ont conduit à la synthèse de nanobâtonnets de cobalt présentant des propriétés magnétiques optimisées. Ces particules sont obtenues par décomposition d'un précurseur organométallique (laurate de cobalt) dans une solution basique de butanediol.



Une faible quantité de chlorure de ruthénium est ajoutée afin de contrôler l'étape de nucléation et permettre la croissance en grande majorité de nanobâtonnets cristallins, de structure hexagonale compacte (*hcp*) (Figure 5.2). On peut également observer la présence de multipodes, résultant d'une croissance 3D sur un germe de Ru (insert Figure 5.2(b)).

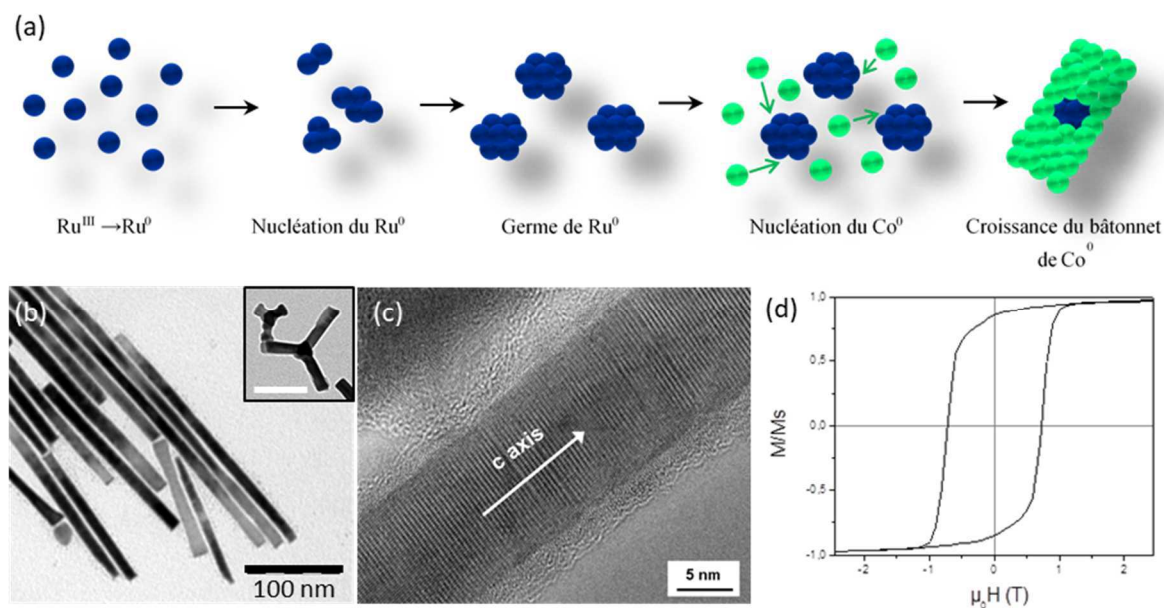


Figure 5.2 : (a) Vue schématique des étapes de nucléation et croissance de NBs de cobalt par synthèse polyol. Clichés (b) MET et (c) MET haute résolution des NBs de Co. Insert : multipodes de Co observés suite à une croissance 3D sur des germes de Ru (échelle 100 nm). (d) Cycle d'aimantation mesuré à 300 K sur des assemblées de Co obtenues par alignement sous champ.

La direction de croissance des NBs correspondant à l'axe *c* de la structure *hcp*, les bâtonnets combinent deux sources d'anisotropie magnétique : l'anisotropie magnétocristalline et l'anisotropie de forme, permettant d'atteindre des coercivités élevées à température ambiante ($\mu_0 H_c \geq 0,5\text{T}$, Figure 5.2(d)).

Les NBs sont des objets composites présentant un cœur métallique, une couche d'oxide natif et une coquille organique formée par des ligands de type carboxylate, qui proviennent de la réduction du précurseur de cobalt (Figure 5.3(a)). Ces ligands, essentiels pour l'obtention de la forme anisotrope des particules, sont en très large excès dans la réaction et doivent donc être éliminés pour permettre d'atteindre de fortes fractions volumiques magnétiques dans les assemblages finaux. De même des produits de réaction tels que les ions Na^+ , Cl^- , des germes de Ru ou encore le produit d'oxydation du butanediol sont présents en solution (Figure 5.3(b)).

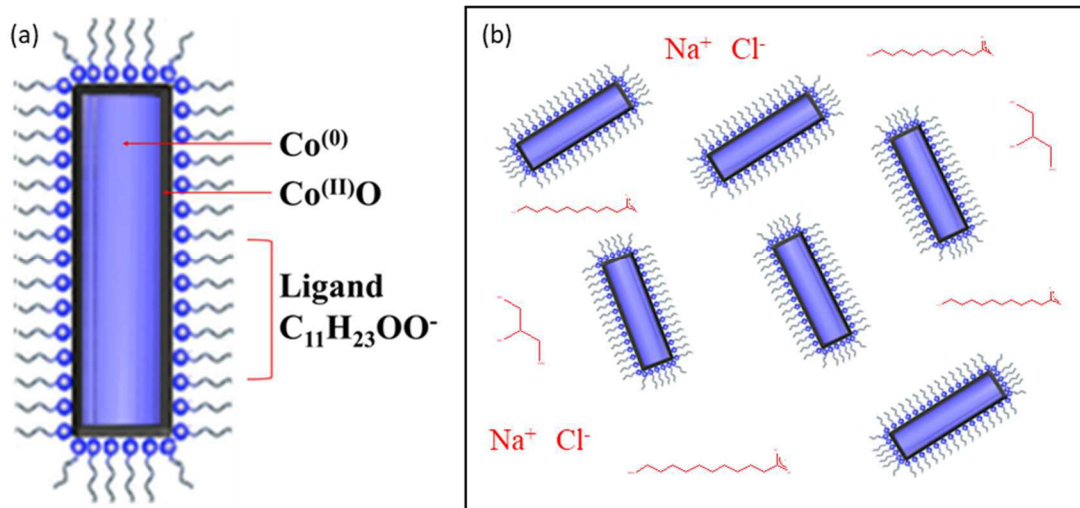


Figure 5.3 : Vue schématique (a) d'un NB de cobalt présentant une structure cœur/coquille, (b) de la solution mère obtenue en fin de synthèse.

L'étape de purification des NBs de Co est donc essentielle et consiste en l'ajout de solvant organique (chloroforme) puis l'attraction magnétique des NBs de Co et l'élimination du surnageant (Figure 5.4). L'opération est répétée trois fois permettant d'éliminer l'ensemble des produits de réaction, comme l'a démontrée Antoine Gonon pendant sa thèse [30]. Les NBs ainsi purifiés sont finalement redispersés dans l'anisole, solvant organique utilisé pour le dépôt, conduisant à une suspension concentrée (typiquement $[\text{Co}] = 80 \text{ g.L}^{-1}$).

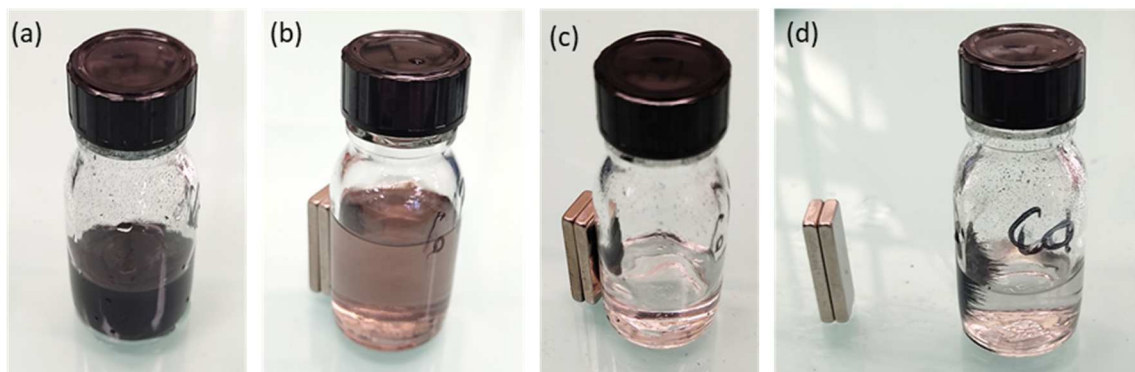


Figure 5.4. Photographies de la solution de NBs de Co obtenue après synthèse, et (b)(d) des 3 étapes de purification/attraction magnétique.

2) Assemblage dirigé par magnétophorèse

La magnétophorèse est un effet très largement utilisé pour la séparation et le tri de fluides complexes, en combinant des solutions diluées de particules magnétiques à des systèmes micro fluidique [73,74]. Sous l'effet d'un gradient de champ magnétique les particules sont attirées vers les zones de forts gradients par la force :

$$\vec{f}_m = (\vec{m} \cdot \nabla) \cdot \vec{B} \quad (5.1)$$

Si cette force a été depuis très longtemps mis à profit lors de l'étape de purification des NBs de Co (Figure 5.4), le procédé pour l'intégration d'aimants n'a été développé que récemment. Ce procédé s'articule autour de trois étapes, comme illustré Figure 5.5 :

- le dépôt d'une suspension concentrée de nanobâtonnets de Co (80 g.L^{-1}) sur le substrat de Si présentant des plots de Ni,
- l'alignement des bâtonnets sous l'effet du champ magnétique extérieur, la formation d'aiguilles microscopiques et leur attraction dans les zones de forts gradients de champ,
- l'évaporation du solvant organique sous champ conduisant à un matériau dense.

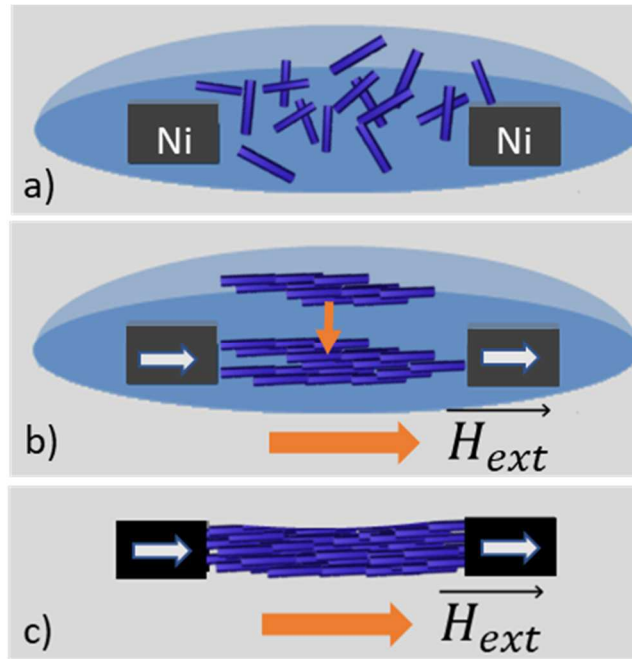


Figure 5.5 : Vue schématique des trois étapes du procédé de magnétophorèse : (a) dépôt de la suspension, (b) alignement sous champ et (c) compaction lors du séchage.

Dans notre expérience, un champ magnétique externe de 1 T est généré par un électroaimant, conduisant à la formation d'assemblées anisotropes de NBs comme l'a démontré Antoine Gonon pendant sa thèse [30] (Figure 5.6). Dans ces conditions nous pouvons considérer que les NBs sont tous alignés selon la direction du champ, ici selon x . Ainsi, la force magnétophorétique peut se simplifier comme :

$$\vec{f}_m = \begin{pmatrix} m \cdot \frac{\partial B_x}{\partial x} \\ m \cdot \frac{\partial B_y}{\partial x} \\ m \cdot \frac{\partial B_z}{\partial x} \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

Elle dépend ainsi des gradients de champ magnétique. Considérant les différentes forces en jeu (magnétophorétique, gravité, poussée d'Archimède et force de trainée), un modèle simple établi pendant la thèse de Pierre Moritz permet de montrer que des gradients de 200 et 700 $T.m^{-1}$ respectivement sont suffisants pour favoriser la convection des bâtonnets vers les zones de forts gradients perpendiculairement ou parallèlement à leur grand axe [5].

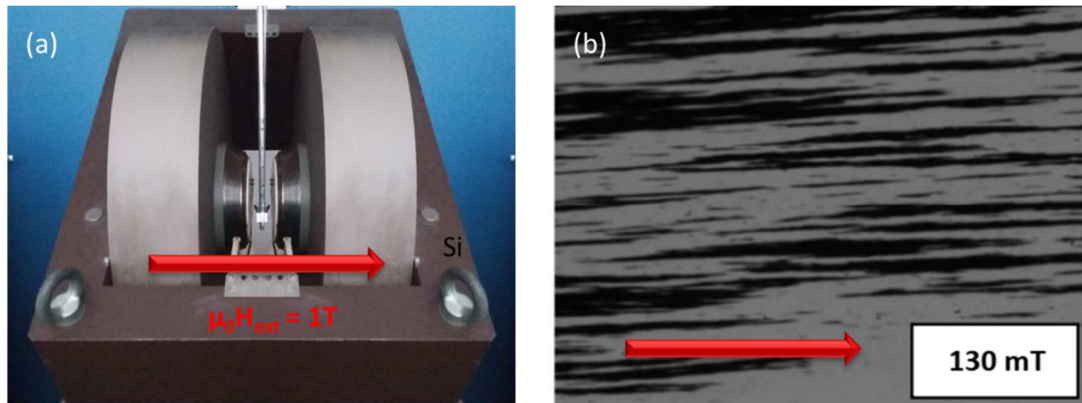


Figure 5.6 : Image optique (a) de l'électroaimant utilisé dans le procédé de magnétophorèse et (b) des aiguilles micrométriques obtenues sur un substrat de verre sous l'application d'un champ homogène de 130 mT.

Le choix technique s'est porté sur des plots de Ni électrodéposés sur un substrat de Si pour générer les gradients de champ magnétique. La cartographie de ces gradients a été obtenue par simulation en utilisant le logiciel Comsol Multiphysics® et en particulier le module *AC/DC magnetic fields no currents* qui permet la prise en compte des propriétés magnétiques des matériaux. Nous pouvons voir apparaître des zones d'attractions sur les faces latérales des plots, et des zones de répulsions à leurs sommets (Figure 5.7(a)-(c)). Les observations effectuées par Antoine Gonon à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT) avec une caméra ultrarapide confirment ces résultats [30]. Deux zones de déplétions sont ainsi observées alors que les bâtonnets s'accumulent entre les deux plots de Ni et sur leurs faces extérieures (Figure 5.7(d)(e)).

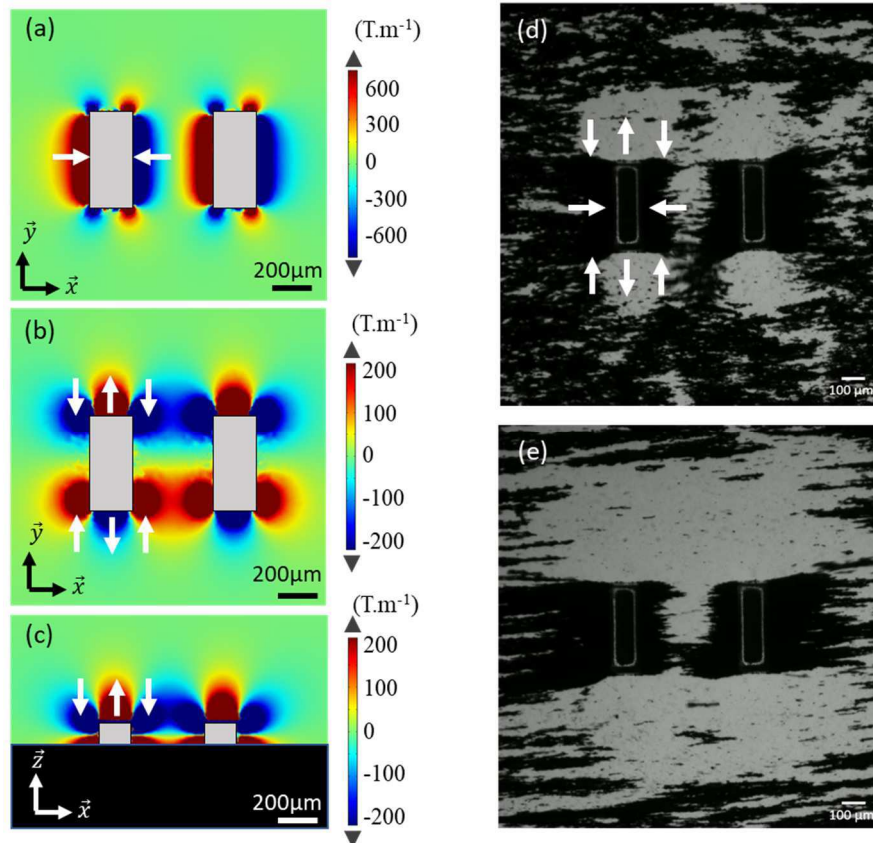


Figure 5.7 : Cartographie des gradients de champ magnétique (a) $\partial B_x/\partial x$ (b) $\partial B_y/\partial x$ et (c) $\partial B_z/\partial x$. (d) et (e) Images optiques obtenues en cours du procédé de magnétophorèse effectué sous un champ externe selon x de 130 mT et révélant les zones de répulsion et d'attraction, en accord avec les simulations.

La fabrication d'aimants nécessite plusieurs cycles de magnétophorèse pour remplir correctement l'espace interplots. Typiquement pour obtenir des aimants conformes de 150 μm d'épaisseur et présentant une largeur latérale de 500 μm trois cycles sont nécessaires, chacun comportant 3 répétitions du procédé suivant :

- dépôt de 10 μl de suspension de NB de Co,
- alignement sous champ de 1 T,
- rinçage sous champ avec 500 μl d'éthanol.

Au terme de chaque cycle, une phase de séchage sous champ permet de compacter le matériau, grâce aux forces capillaires lors de l'évaporation du solvant. Des images caractéristiques des aimants ainsi obtenus sont présentées Figure 5.9. Les aimants présentent en surface des NB alignés dans la direction du champ (Figure 5.9(b)). Pour obtenir une caractérisation du matériau dans son volume, la technique de tomographie des rayons X a été utilisée (encart technique).

Encart technique : Tomographie des rayons X

L'imagerie par tomographie aux rayons X permet d'obtenir une reconstruction 3D d'un objet. Pour ce faire, l'objet est positionné sur une platine tournante (Figure 5.8) qui permet une rotation complète de l'objet sur lui-même. Une série d'images est obtenue, par pas de 1° tout au long de la rotation de 360° . Pour obtenir une bonne statistique et un rapport signal/bruit satisfaisant, 32 images sont moyennées pour chaque position angulaire. Cette technique de caractérisation non destructive permet d'atteindre des résolutions d'environ $5 \mu\text{m}$. Après reconstruction, la présence de défauts ou de porosité peuvent être détectés dans les assemblés, notamment grâce aux vues en coupe (Figure 5.9(c)(d)).

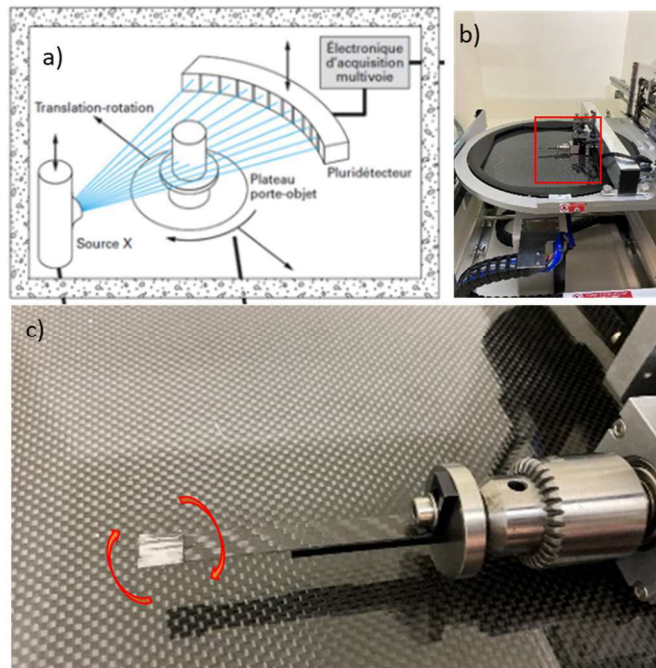


Figure 5.8 : (a) Vue schématique du principe de la tomographie par rayons X ; issu de [75]. (b)(c) Photographies du banc de mesure utilisé au département de Physique de l'INSA avec la platine de rotation de l'échantillon présentant un aimant nanostructuré à son extrémité.

L'analyse par tomographie des rayons X a révélé des assemblées denses, ne présentant pas de défaut de remplissage en leur sein, à la résolution de la technique près (Figure 5.9(d)). Les aimants obtenus sont conformes et présentent les mêmes dimensions que le gap entre les deux plots de Ni.

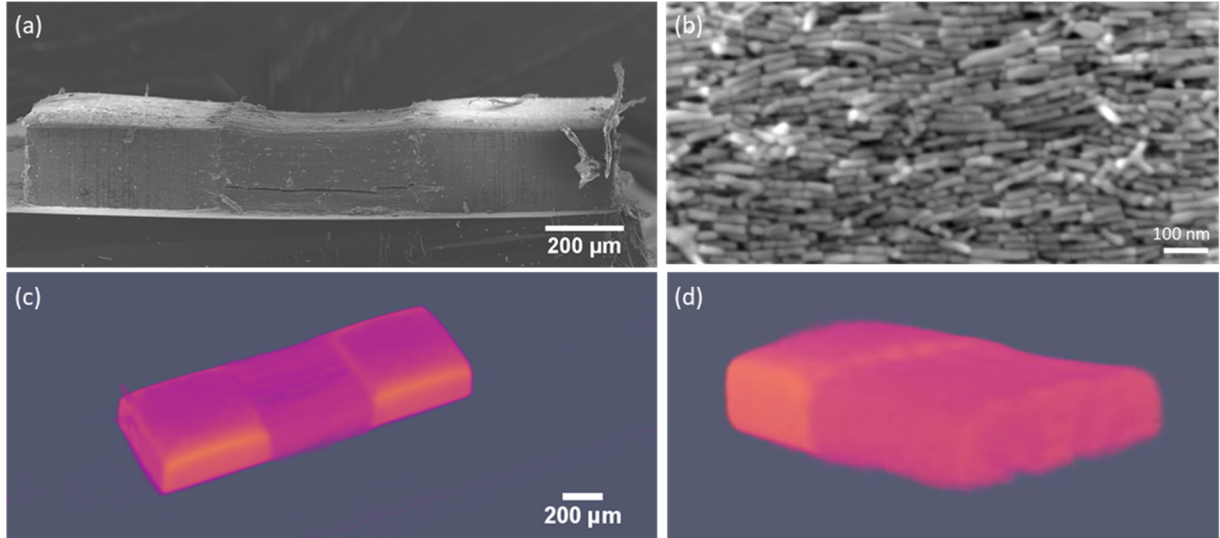


Figure 5.9 : Images MEB (a) d'un aimant obtenu entre des plots de Ni de 500 µm de largeur après trois cycles de magnétophorèse et (b) des NBs le constituant. (c) Reconstitution 3D obtenue par tomographie de rayons X de la structure Ni-Co-Ni obtenue et (d) une vue de coupe révélant une structuration dense du matériau.

II - Développement de la magnétophorèse pour micro-aimants à aimantation perpendiculaire

L'un des objectifs de cette thèse était de transférer ce procédé de magnétophorèse à des aimants hors plan, c'est-à-dire réaliser un assemblage dense et localisé de NBs perpendiculaires au substrat. En considérant que tous les bâtonnets sont orientés suivant la direction z du champ extérieur leur moment est $\vec{m} = m \cdot \vec{e}_z$ et la force magnétophorétique s'écrit :

$$\vec{f}_m = \begin{pmatrix} m \cdot \frac{\partial B_x}{\partial z} \\ m \cdot \frac{\partial B_y}{\partial z} \\ m \cdot \frac{\partial B_z}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

La complexité dans ce cas est l'asymétrie de la configuration : en effet un seul plot de Ni peut être déposé sur le substrat de Si (Figure 5.10). Contrairement à la configuration planaire, aucune borne supérieure ne permet de limiter spatialement l'assemblage. De plus, les gradients de champ magnétique n'étant induit que par un seul plot, ceux-ci sont moins étendus (Figure 5.10(b)(c)).

II - Développement de la magnétophorèse pour micro-aimants à aimantation perpendiculaire

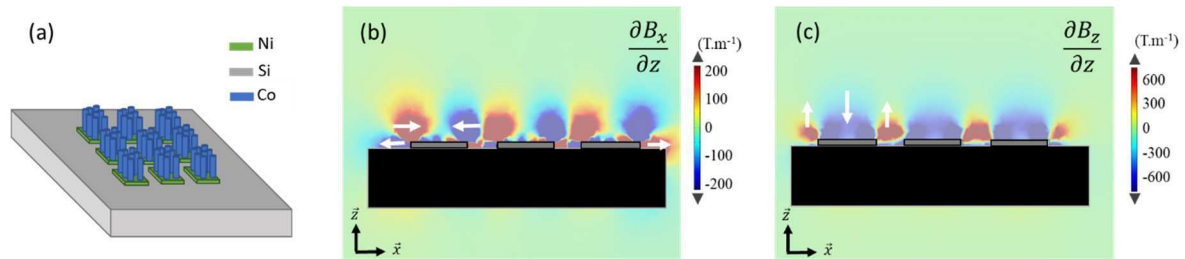


Figure 5.10 : (a) Schéma de principe d'aimants hors plan envisagés par assemblage dirigé de nanobâtonnets de Co par magnétophorèse. Cartographie des gradients de champ magnétique simulés (Comsol Multiphysics®) généré par un réseau de 3×3 plots de Ni de $20 \mu\text{m}$ d'épaisseur et de dimensions latérales $L = 200 \mu\text{m}$ (b) $\frac{\partial B_x}{\partial z} = \frac{\partial B_y}{\partial z}$ et (c) $\frac{\partial B_z}{\partial z}$.

Pour réaliser cet assemblage, deux configurations de champ magnétique extérieur ont été évaluées :

- L'électroaimant : utilisé jusqu'alors pour le dépôt d'aimants planaires, il permet d'obtenir un champ homogène et modulable jusqu'à 1 T mais uniquement suivant une direction horizontale x ou y (Figure 5.6(a)).
- Un aimant permanent macroscopique : il permet d'obtenir un champ vertical z de 450 mT. Ce champ est cependant (i) inhomogène, conduisant à la présence de gradients de champ, et (ii) permanent ce qui ne permet pas de couper le champ lors du dépôt de la suspension sur le substrat.

Les résultats obtenus dans ces deux configurations sont présentés ainsi que les voies d'améliorations envisagées.

1) Champ appliqué par un électroaimant

a) Dépôt sur un réseau de plots de Ni de $20 \mu\text{m}$ d'épaisseur

Le dépôt hors plan dans l'électroaimant entraîne certaines problématiques et requiert des adaptations. Le substrat doit être placé en position verticale afin d'obtenir le champ magnétique extérieur perpendiculaire souhaité (Figure 5.11(a)-(c)). Par conséquent, contrairement à la configuration planaire, la suspension ne peut plus être déposée localement au niveau des plots avant l'application du champ. Nous avons donc opté pour l'immersion du substrat dans la suspension de NBs de Co. Pour ce faire, une cuve en téflon a été réalisée pour maintenir verticalement le substrat grâce à des guides latéraux sans masquer les blocs de Ni (Figure 5.11(b)).

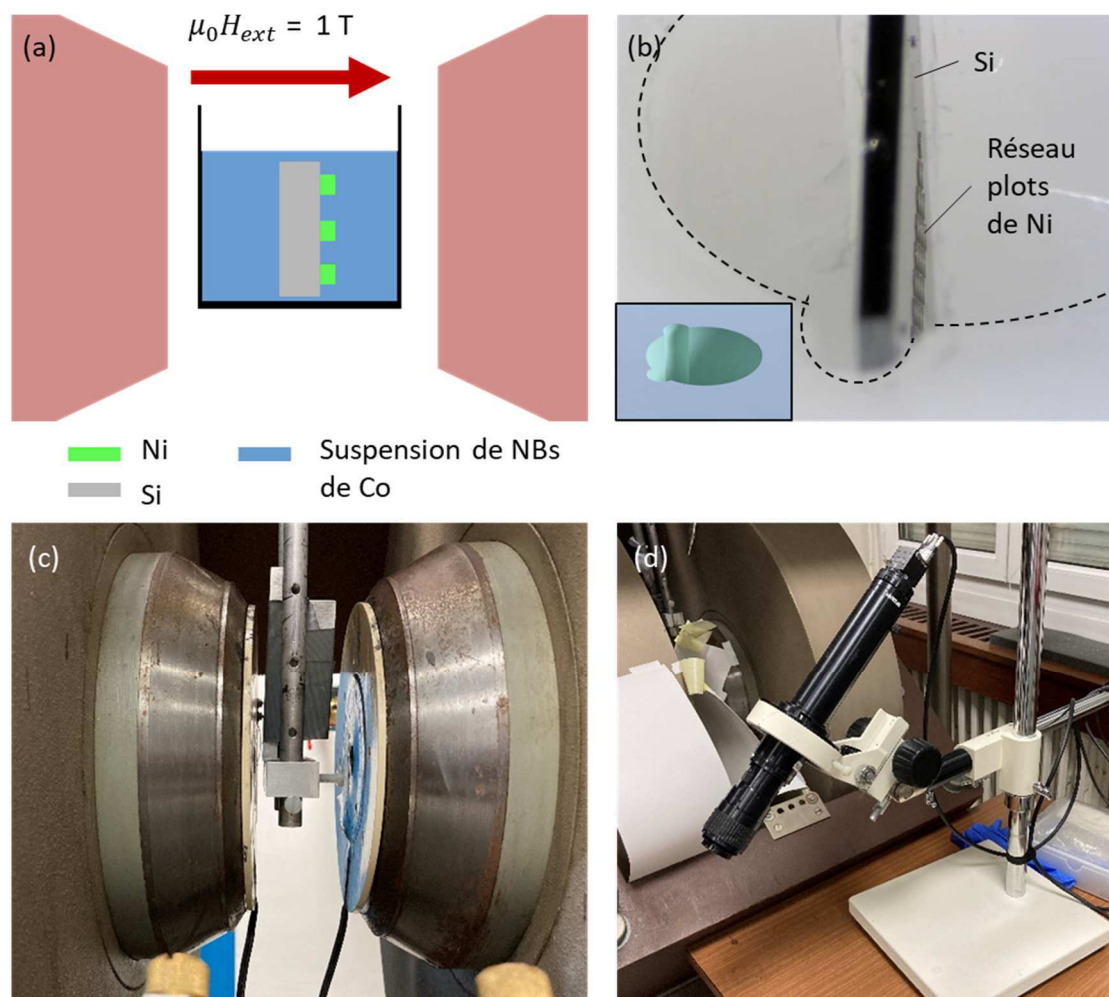


Figure 5.11 : (a) Vue schématique du dépôt hors plan dans l'électroaimant, le substrat étant placé verticalement. Photographies (b) du substrat placé en position verticale dans la cuve. Insert : vue schématique de la cuve et (c) de la cuve positionnée dans l'électroaimant et (d) de la caméra utilisée pour filmer le procédé.

Le dépôt est filmé à l'aide d'une caméra afin de suivre les différentes étapes du procédé (Figure 5.11(d)). Une suspension de NBs de Co (600 μL , $[\text{Co}] = 40 \text{ g.L}^{-1}$, solvant : anisole) est redispersée aux ultrasons puis introduite dans la cuve. La concentration étant élevée, on ne peut alors plus distinguer les plots à l'aide de la caméra (Figure 5.12(a)). Un champ de 1 T est ensuite rapidement appliqué ($\sim 1 \text{ s}$). Le temps entre l'introduction de la solution et l'application du champ est minimisé pour éviter une sédimentation trop importante des particules.

Dès l'application du champ, la formation d'aiguilles, parallèles aux lignes de champs est observée. Le temps caractéristique de formation est de l'ordre de $\sim 100 \text{ ms}$ d'après les résultats d'Antoine Gonon [30] (Figure 5.12(b)). L'assemblage dirigé, consistant en l'attraction vers les zones de forts gradients des aiguilles, est un procédé rapide puisqu'effectif en quelques secondes en configuration planaire. Pour s'assurer d'avoir atteint l'assemblage final, une durée de 5 min a été établie. La suspension est ensuite retirée et le substrat lavé par addition d'éthanol (500 μL , 2 fois), tout en

II - Développement de la magnétophorèse pour micro-aimants à aimantation perpendiculaire

maintenant le champ externe. Des pointes localisées sur les plots de Ni sont alors visibles (Figure 5.12(c)). Après séchage ces pointes présentent un aspect métallique caractéristique d'un assemblage dense de NBs de Co (Figure 5.12(d)). On peut noter une diminution significative du volume des pointes lors du séchage (Figure 5.12(d)). Ce phénomène a été étudié plus amplement dans la thèse d'Antoine Gonon qui a quantifié cette contraction à 70 % du volume initial.

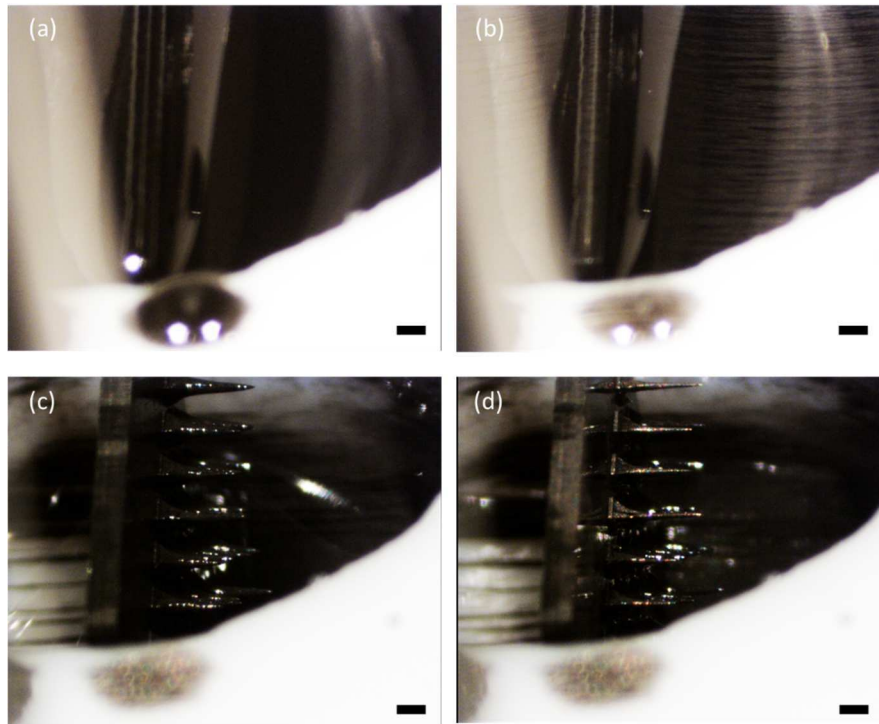


Figure 5.12 : Images optiques du procédé de magnétophorèse à différents stades : (a) substrat immergé dans la suspension de NBs, (b) application du champ magnétique de 1 T, (c) après le retrait d'éthanol servant à laver et (d) en cours de séchage. La barre d'échelle correspond à 500 μm .

(i) Caractérisations des dépôts

L'une des questions qui pouvaient se poser concernait l'effet de la gravité sur les dépôts verticaux. On peut noter sur la Figure 5.13 que les pointes sont toutes bien perpendiculaires au substrat, ce malgré leur longueur millimétrique (jusqu'à 1,4 mm). Par conséquent la gravité semble être négligeable dans le procédé de magnétophorèse. En revanche on peut observer une différence de hauteur significative entre les pointes. Celles assemblées sur les plots situés en haut du substrat sont $\sim 2,5$ fois plus courtes que celles situées au bas (Figure 5.13(b)(c)). Cet effet s'explique par la sédimentation rapide des NBs de cobalt dans la solution conduisant à un gradient de concentration effectif au sein de la suspension, ce malgré le délai court pour l'application du champ magnétique.

La tomographie par rayons X permet de sonder les aiguilles. Ces dernières sont compactes et ne présentent pas de porosités détectables (Figure 5.13(d)).

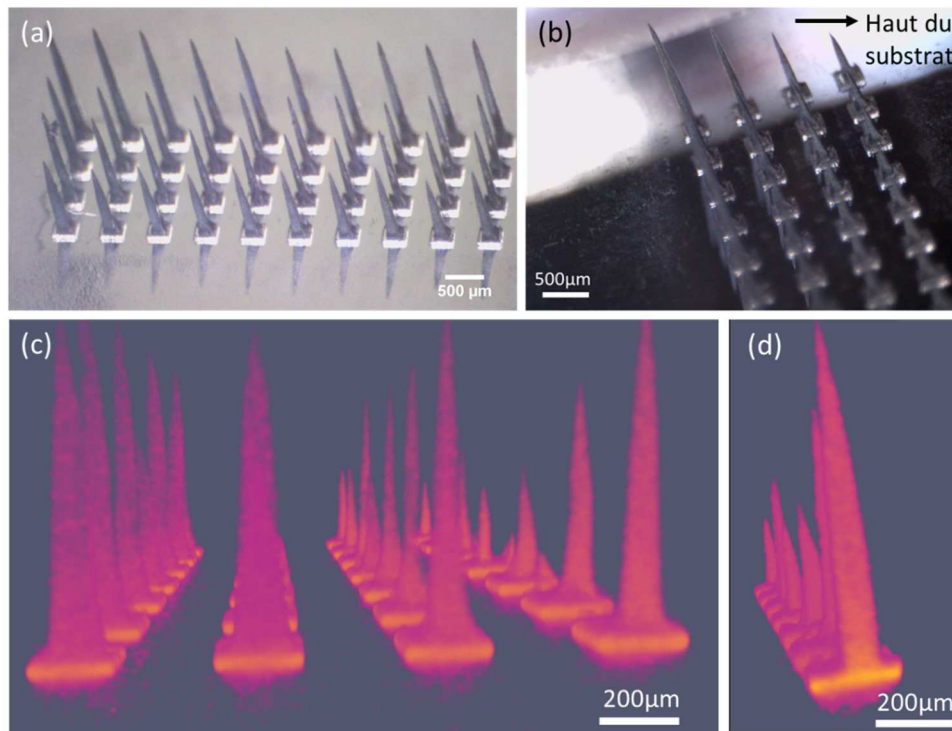


Figure 5.13 : (a-b) Images optiques de deux dépôts réalisés sur des réseaux de plots de Ni de 200 µm espacés de 200 µm. Reconstitution par tomographie à rayons X de (c) un réseau de plots de nickel (en orange) surplombés d'alignements de NBs de cobalt (rose) et (d) d'une vue en coupe d'une des pointes.

Afin de pouvoir effectuer des observations MEB sans risque pour les pièces polaires de celui-ci, une pointe a été détachée du plot de Ni et immobilisée sur un substrat de Si avec de la laque d'argent (Figure 5.14). Cette pointe, située sur le bas du substrat, présente des dimensions caractéristiques de 1260 µm de hauteur et une base de forme carrée de 130 µm de côté (Figure 5.14(a)). Cette dimension latérale de la base est en parfait accord avec les études fondamentales menées par Antoine Gonon à l'IMFT [30]. En effet, une compaction homothétique de la pointe a été reportée lors du séchage, conduisant à un rapport entre les dimensions latérales initiales et finales compris entre 0,60 et 0,67. La taille finale de 130 µm observée est donc en accord avec une pointe de dimension initiale $L = 200$ µm conforme au plot de Ni utilisé pour la magnétophorèse.

La pointe présente une structure fibreuse micrométrique sur l'ensemble de sa hauteur (Figure 5.14(a)-(c)). Ces fibres, que l'on peut supposer correspondre aux aiguilles initialement formées en solution, sont alignées parallèlement à la direction du champ magnétique. L'observation à plus fort grossissement permet de confirmer le bon alignement des NBs au sein des fibres. La présence de multipods entraîne cependant

II - Développement de la magnétophorèse pour micro-aimants à aimantation perpendiculaire

localement des désorientations (Figure 5.14(b)-(d)). L'extrémité de la pointe est relativement étroite avec un rayon de courbure d'environ $3\ \mu\text{m}$ (Figure 5.14(c)).

Il est à noter que bien que la tomographie par rayons X n'avait pas révélé de microcavités au sein des pointes, des défauts de remplissage sont clairement visibles par MEB au niveau de la base (Figure 5.14(a)), ce sur l'ensemble des pointes caractérisées. On peut supposer que ces porosités ne se propagent cependant pas sur une hauteur importante ($< 5\ \mu\text{m}$ de résolution de l'appareil de tomographie X utilisé). Une étude complémentaire par tomographie haute résolution (disponible au CIRIMAT à Toulouse, résolution $1\ \mu\text{m}$) ou par nanotomographie au synchrotron (résolution $20\ \text{nm}$) serait nécessaire pour s'en assurer.

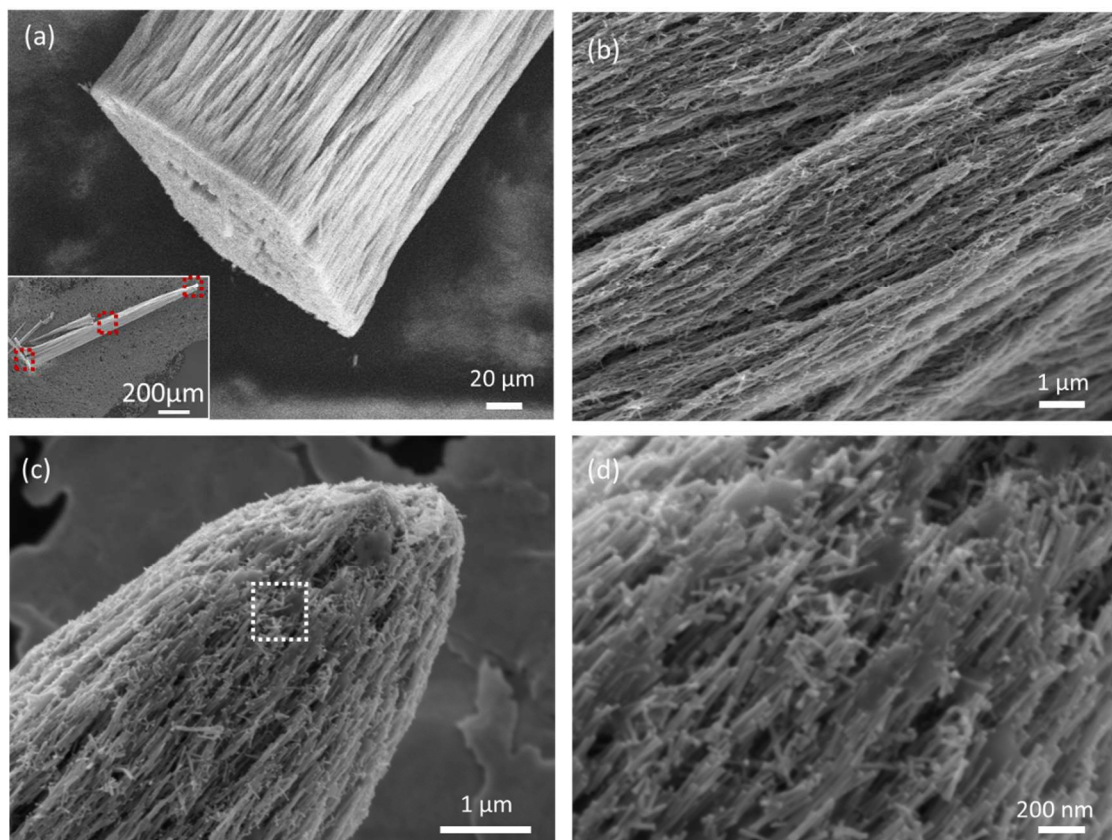


Figure 5.14 : Images MEB (a) de la base, (b) du centre et (c) de la partie supérieure de la pointe. Insert : vue d'ensemble de la pointe et localisation des zones observées en (a), (b) et (c). (d) Surface de la pointe, représentée par le carré pointillé en (c), révélant l'assemblée dense de NBs de Co.

Des mesures magnétiques ont été effectuées sur des pointes individuelles avec le champ appliqué suivant leur grand axe. Un exemple de cycle d'aimantation mesuré à $300\ \text{K}$ pour une aiguille de hauteur $h = 1350\ \mu\text{m}$ et dont le volume a été estimé en considérant une pyramide parfaite à base carrée ($b = 160\ \mu\text{m}$; $V = (b^2 \times h)/3$) est présenté Figure 5.15. Le cycle d'aimantation est largement ouvert avec un champ coercitif de $335\ \text{kA}\cdot\text{m}^{-1}$ soit $\mu_0 H_c = 420\ \text{mT}$ (Figure 5.15(b)). La qualité d'alignement

des NBs au sein de l'assemblée peut être caractérisée par le rapport de l'aimantation rémanente (M_r) à l'aimantation à saturation (M_s) ainsi que par le rapport de rectangularité (eq.(1.6)) [28]. Pour cette aiguille, des rapports d'alignement $M_r/M_s = 82\%$ et de rectangularité $R = 54\%$ ont été déterminées. Evangelia Anagnostopoulou avait obtenu des valeurs excédant 90 % sur des dépôts planaires pleine plaque (Chapitre 1) [28,29]. Cependant, contrairement aux lots de NBs utilisés pour notre étude, aucun multipods n'étaient alors observés. Les faibles valeurs trouvées ici s'expliquent en partie par le désordre local introduit par la présence des multipods. Des études fondamentales sur la synthèse chimique des NBs ont depuis repris pour mieux comprendre l'origine de la synthèse des multipods et l'éviter.

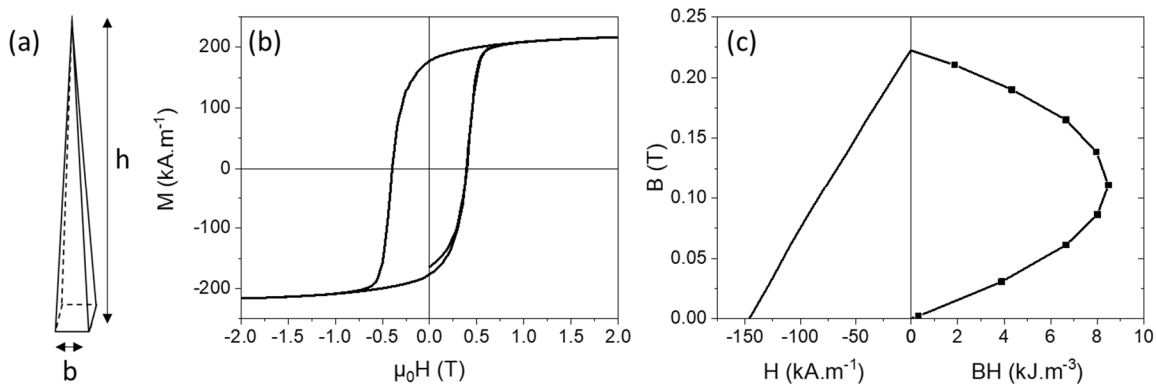


Figure 5.15 : (a) Vue schématique de la pointe à base carrée considérée pour le calcul du volume. (b) Cycle en aimantation à 300 K d'une pointe en NBs de Co et (c) le 2nd quadrant du cycle en induction et le produit énergétique (BH) correspondant.

En traçant le cycle d'induction magnétique en fonction du champ extérieur il est possible de déterminer le $(BH)_{max}$ des aiguilles (Figure 5.15(c)). Le $(BH)_{max}$ est faible, ne dépassant pas 10 $\text{kJ}\cdot\text{m}^{-3}$. Pour comparaison, les $(BH)_{max}$ atteints avec des assemblages planaires de ces mêmes bâtonnets étaient de l'ordre de 30 $\text{kJ}\cdot\text{m}^{-3}$. Cette différence significative peut être expliquée en partie par la forme des aiguilles, très éloignée de la forme optimale d'un cylindre de rapport d'aspect 1/2.

(ii) Optimisation des dépôts

La modification des paramètres expérimentaux tels que la concentration de la suspension, le nombre d'imprégnation ou la valeur du champ externe n'a pas amenée de modification significative des pointes formées. Ces dernières présentent toujours un rapport d'aspect très important et une extrémité étroite. L'obtention de telles pointes ne permet pas de générer suffisamment d'induction magnétique à distance suffisante pour des applications de type récupérateur d'énergie.

L'étude fondamentale menée à l'IMFT par Antoine Gonon, en parallèle de ma thèse, a récemment démontré que ces formes résultaient des forces capillaires mises en

II - Développement de la magnétophorèse pour micro-aimants à aimantation perpendiculaire

jeu lors du séchage. Des solutions alternatives ont été cherchées pour conduire à des assemblages parallélépipédiques, notamment en essayant d'introduire des plots en regard pour guider et confiner l'assemblage.

b) Vers une configuration symétrique

Des tentatives infructueuses pour placer un plot magnétique en regard du substrat ont été initialement menées. L'utilisation d'une tige de fer de diamètre millimétrique, évaluée lors de la thèse de Pierre Moritz pour la réalisation d'aimants planaires autosupportés [32], génèrent des gradients de champ bien supérieurs à ceux induits par les plots de Ni de 20 μm d'épaisseur présents sur la surface. Par conséquent, la configuration substrat/tige constitue à nouveau une configuration fortement asymétrique, conduisant à l'assemblage dirigé des NBs de Co sur la tige de fer uniquement.

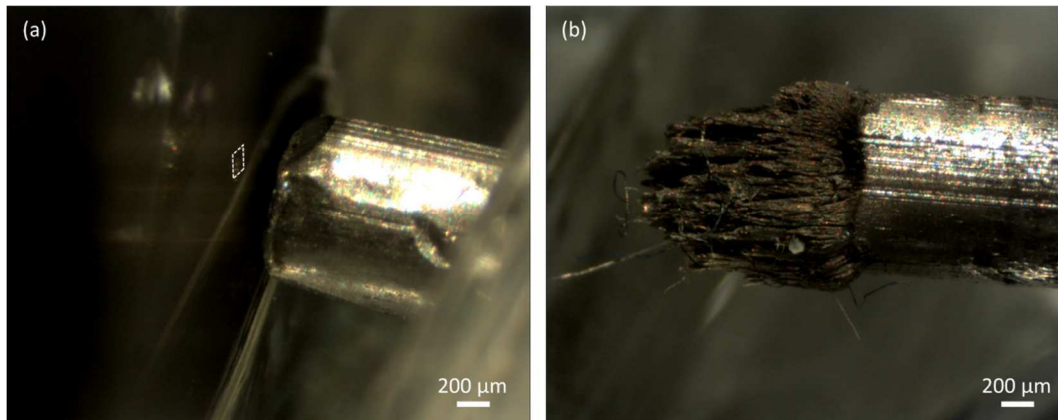


Figure 5.16 : Photographies de (a) la tige de fer en regard du substrat comportant le plot de Ni et (b) l'assemblée de NBs de Co fixée sur la tige de fer après séchage.

Pour pallier à ces problèmes, David Bourrier du LAAS a réalisé par électrodéposition des structures comprenant 2 plots de Ni, que nous appellerons par la suite « cavités ». Pour cela des murs de Cu de 200 μm d'épaisseur ont été électrodéposés autour des plots initiaux de Ni. Les murs de Cu ont ensuite permis l'électrodéposition d'un plot de Ni de 200 μm d'épaisseur (Figure 5.17(a))

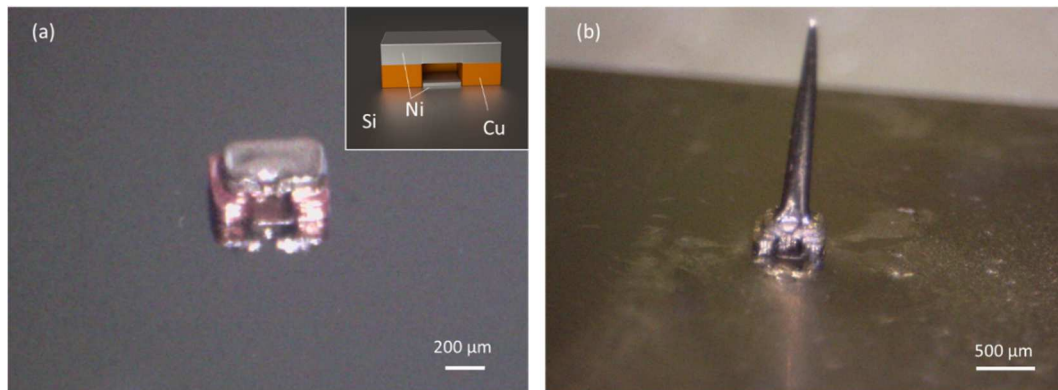


Figure 5.17. Images optiques (a) de la structure Ni-Cu-Ni élaborée par électrodéposition sur substrat Si (insert : vue schématique de la cavité), et (b) de la pointe formée par magnétophorèse après-immersion de ce substrat dans une suspension de NBs.

L'immersion directe des cavités dans la suspension de NBs de Co et ce dans l'entrefer de l'électroaimant conduit à un assemblage dirigé principalement sur le plot supérieur de Ni. Des pointes millimétriques semblables à celles observées sur le réseau de plots sont obtenues (Figure 5.17(b)).

Une imprégnation localisée au sein des cavités a donc été testée. Pour ce faire, 10 μL de solution ($[\text{Co}] = 80 \text{ g.L}^{-1}$) est directement pipeté entre les deux plots de Ni puis le champ magnétique est appliqué. Un lavage à l'éthanol est effectué puis l'imprégnation est réitérée deux fois pour remplir l'espace disponible.

Ce procédé assez peu commode conduit à des taux de remplissage variables. Les dépôts sont caractérisés en microscopie électronique et magnétométrie (Figure 5.18 et Figure 5.19). La tomographie des rayons X n'a pu être utilisée car l'épaisseur de la structure en Cu/Ni et sa densité par rapport au dépôt de cobalt fait que l'absorption liée à ce dernier est négligeable et très difficilement différentiable du bruit ; les murs masquent donc le dépôt intérieur éventuel.

Les images MEB montrent que l'assemblage dirigé est relativement sélectif, seules quelques aiguilles sont observées à l'extérieur de la structure (Figure 5.18(a)), tandis que la cavité est partiellement remplie par un assemblage de NBs (Figure 5.18(b)). On peut noter que l'assemblage n'adhère pas au plot de Ni inférieur. L'alignement des NBs est dégradé au sein de la cavité (Figure 5.18(c)) en comparaison des aiguilles observées précédemment (Figure 5.14). Si une direction préférentielle persiste, nombre de NBs présentent des désalignements importants, pouvant atteindre 45° . La cartographie EDX confirme la répartition attendue des éléments chimiques mais ne permet pas d'obtenir d'information sur l'intérieur de la cavité de par le positionnement du détecteur (Figure 5.18(d)).

II - Développement de la magnétophorèse pour micro-aimants à aimantation perpendiculaire

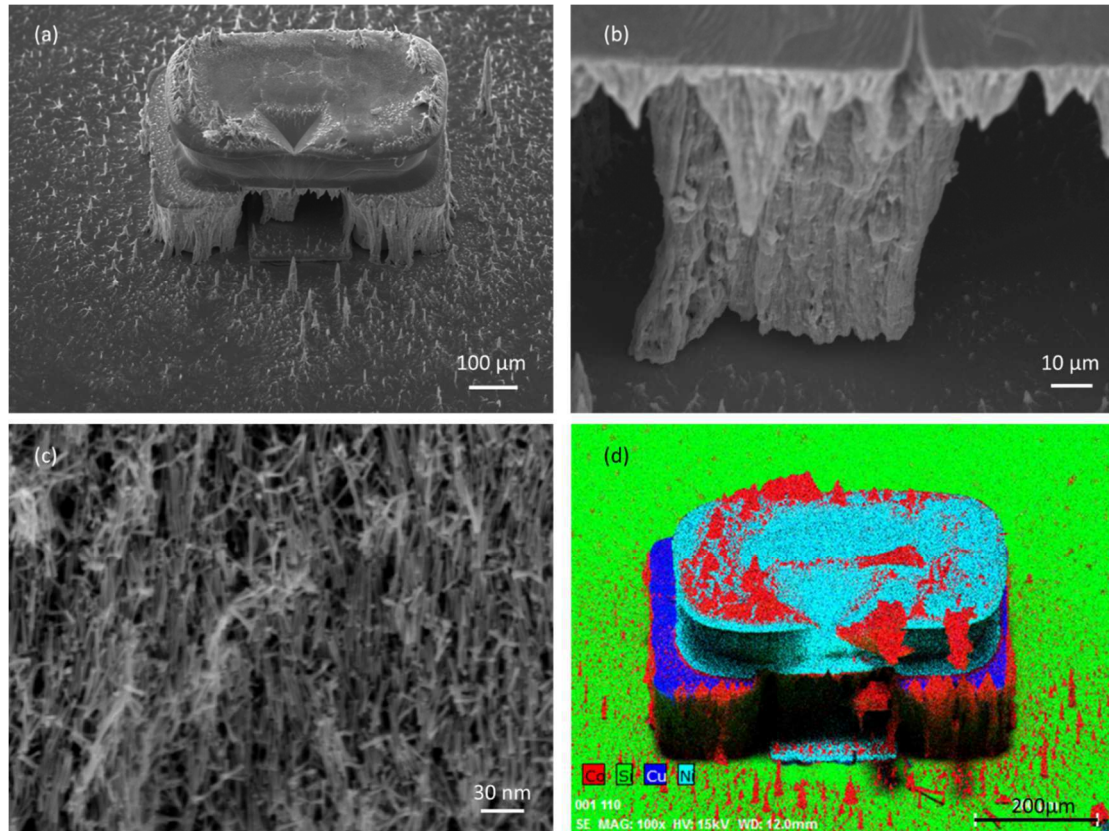


Figure 5.18. Clichés MEB (a) d'une cavité Ni-Cu-Ni après l'étape de magnétophorèse réalisée par imprégnation localisée (échantillon 1 de la Figure 5.19(a)), (b) des assemblages observés au sein de la cavité, (c) formés de NBs partiellement alignés. (d) Cartographie chimique par EDX des différents éléments ; Co : rouge, Si : vert, Cu : bleu et Ni : cyan

Les propriétés magnétiques des cavités ont été mesurées avec le champ appliqué perpendiculairement au substrat. Ces cavités ont été mesurées à vide (« référence » sur la Figure II.10) ou après magnétophorèse par imprégnation localisée, une fois que les aiguilles formées de manière non sélective à l'extérieur des cavités ont été retirées. Ces résultats sont donnés à titre qualitatifs car soumis à d'importantes sources d'incertitude comme le volume réel du plot de Ni supérieur qui peut varier d'une cavité à l'autre ou l'efficacité de l'élimination des aiguilles extérieures.

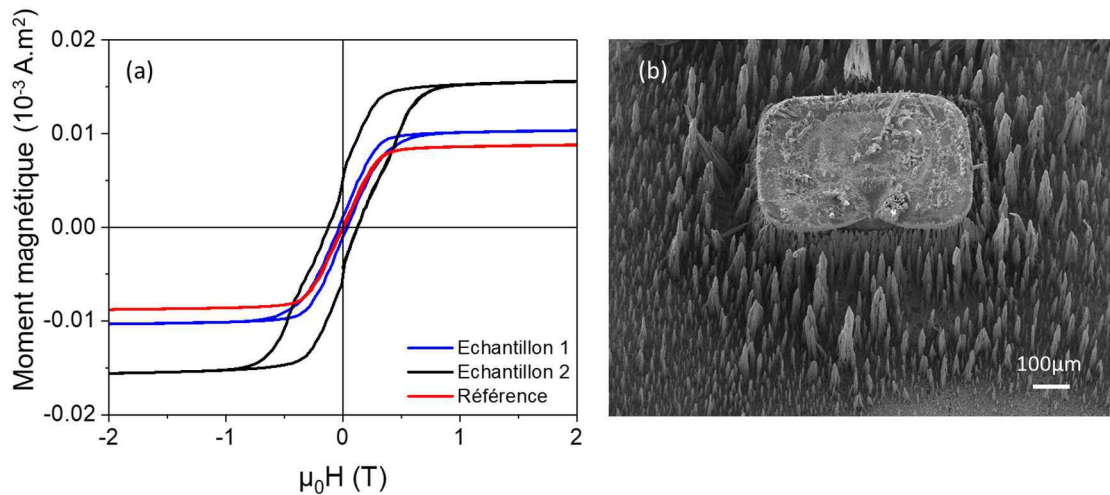


Figure 5.19. (a) Cycles d'aimantation dans l'axe de facile aimantation d'une cuvette de Ni-Cu-Ni (rouge) et de cuvettes après imprégnations localisées (bleu et noir). (b) Image MEB de l'échantillon 2 mesuré.

Le comportement des cavités de Ni-Cu-Ni est celle d'un matériau magnétiquement doux avec un champ coercitif quasi nul à 300 K. L'ajout de NBs de Co conduit à une ouverture significative du cycle d'hystérésis et une augmentation de l'aimantation à saturation.

Une première analyse, consistant à extraire l'aimantation due au NBs de Co par soustraction du signal de référence permet d'estimer le volume de Co contenu dans la cavité, avec toutefois une incertitude importante. Dans le cas de l'échantillon 1, on peut estimer l'aimantation due au Co à 1,5 memu. En considérant l'aimantation du Co massif (1440 emu.cm⁻³), cela permet d'estimer un volume de Co métallique de 10⁶ μm³. Les études précédentes ont montré une fraction volumique de Co métallique de 35 % dans les assemblées, le reste étant constitué d'oxyde de cobalt et des ligands organiques de surface. Par conséquent on peut estimer un volume d'assemblées de NBs de 2,8 × 10⁶ μm³, correspondant à un remplissage d'environ 15 % de la cuvette ($V_{cavité} = 300 \times 300 \times 200 = 18 \times 10^6 \mu\text{m}^3$). Un tel remplissage est qualitativement en accord avec les images MEB (Figure 5.18). Dans le cas de l'échantillon 2, le taux de remplissage est de l'ordre de 70 %, ce qui paraît un peu surestimé et pourrait provenir des dépôts présents à l'extérieur de la cavité et qui n'ont pu être tous proprement éliminés avant la caractérisation magnétique (Figure 5.19(b)).

Des tests de gravure sélective ont été effectués afin d'éliminer les murs de Cu et le plot supérieur de Ni, qui de par son volume important conduit à des propriétés magnétiques de moindre intérêt. Cependant les assemblées de Co présentent une meilleure adhérence avec les flancs de la cuvette et le plot supérieur qu'avec le plot de Ni inférieur (Figure 5.18(a)(b)) et sont donc éliminées lors de la gravure. Cette approche, bien que remarquable technologiquement, a été abandonnée devant les difficultés d'imprégnation localisée et de gravure ultérieure.

2) Champ appliqué par un aimant permanent

a) Montages expérimentaux

Devant les difficultés rencontrées lors de l'utilisation de l'électroaimant, différents montages utilisant des aimants permanents ont été testés pour bénéficier d'un champ vertical. Le cahier des charges de ces montages était :

- **de générer un champ d'au moins 400 mT au niveau du substrat.** En effet, Pierre Moritz avait montré par diffraction X (figures de pôles) que le degré d'alignement des NBs de Co au sein des assemblés augmentait significativement jusqu'à atteindre un plateau pour $\mu_0 H_{ext} = 400$ mT [5].
- **de pouvoir annuler le champ lors de l'introduction de la suspension de NBs de Co.** L'ajout de la suspension de NBs se faisant à l'aide d'une micropipette, des problèmes d'obstruction sont rencontrés en présence de champ. En effet, les NBs s'alignent et forment des aiguilles sous champ qui peuvent boucher les pointes de pipette.
- **d'être simple et pratique d'utilisation.**

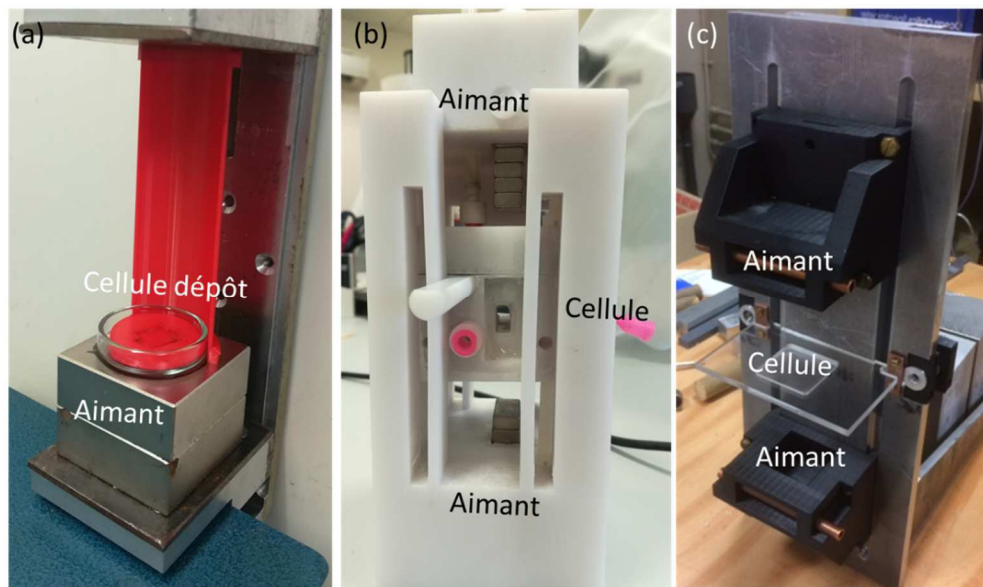


Figure 5.20 : Photographies des montages de magnétophorèse verticaux employant (a) un seul ou (b)(c) deux aimants permanents en regard. La cellule de dépôt est (a)(b) mobile ou (c) fixe.

Le montage le plus simple consiste en un aimant de NdFeB sur lequel nous venons déposer la cellule de dépôt (Figure 5.20(a)). Avant chaque imprégnation de NBs, la cellule est retirée verticalement pour travailler en l'absence de champ. Un guide vertical (en rouge sur la Figure 5.20((a)) a été fabriqué par impression 3D pour éviter de générer des gradients de champ lors de ces étapes de retrait/repositionnement.

Le deuxième montage, réalisé entièrement par impression 3D consistait en une cellule fermée de dépôt amovible placée au centre de deux aimants permanents. L'injection de la suspension des nanoparticules et de l'éthanol de lavage était possible grâce aux aiguilles insérées dans la cellule (en rose sur la Figure 5.20(b)). L'aimant supérieur pouvait être retiré du montage. La difficulté était de mouvoir de manière contrôlée la cellule et l'aimant supérieur afin de ne pas induire de gradients de champ. Par ailleurs l'étape d'évaporation était fortement modifiée au sein de cette cellule fermée. Malgré le passage de flux d'air par les aiguilles, le séchage n'était complet qu'après plus de 4 h, rendant le recours à plusieurs cycles de magnétophorèse très fastidieux.

Le dernier montage, réalisé au laboratoire avec Touati Douar et Géraldine Ballon permet de déplacer de manière simultanée deux aimants de NdFeB de part et d'autre d'une cellule fixe, ce grâce à un système de crémaillères (Figure 5.20(c)). Des difficultés techniques ayant été rencontrés lors de la fabrication, nous n'avons cependant pu faire qu'un seul test préliminaire. Ce montage est désormais placé en boîte à gants et est utilisé régulièrement par Adrien Bourgine et Melik Maksem pour le dépôt d'aimants doux à base de nanoparticules de Fe sensibles à l'air.

Finalement c'est le premier montage Figure 5.20(a) qui a été utilisé pour mener à bien l'étude présentée dans la partie suivante. De plus, Antoine Gonon a montré pendant sa thèse que l'utilisation d'un champ magnétique inhomogène permettait de limiter la longueur des pointes formées lors du séchage de l'assemblée de Co [30].

b) Résultats sur réseaux de plots de Ni

Un premier test de dépôt perpendiculaire sur un aimant permanent (Figure 5.21(a)) avait été réalisé par Pierre Moritz pendant ses travaux de thèse, et ce en utilisant un réseau de plots de Ni de 100 μm de côté et 20 μm d'épaisseur. Ce test avait mis en évidence la formation de pointes plus courtes Figure 5.21(b) que celles que nous avons observées lors des dépôts dans l'électroaimant (Figure 5.13). Par extrapolation, l'induction générée par un aimant de cette forme et présentant une largeur de 500 μm , soit 5 fois plus large que les aimants expérimentaux, a été simulée sous Comsol Multiphysics[®]. Ces simulations montrent qu'à une distance de 100 μm de l'aimant, distance typique d'utilisation dans les dispositifs MEMS, l'induction rayonnée est d'environ 37 mT au niveau de la pointe et décroît rapidement lorsqu'on s'en éloigne (Figure 5.21(c)(d)). Un point clé de cette technique est donc de réussir à obtenir une assemblée ayant une forme parallélépipédique afin d'avoir une induction homogène sur toute la surface de l'aimant ainsi formé.

II - Développement de la magnétophorèse pour micro-aimants à aimantation perpendiculaire

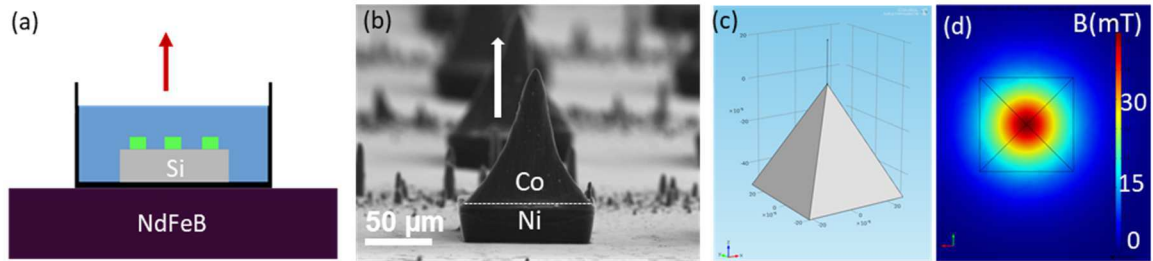


Figure 5.21 : (a) Vue schématique du dépôt vertical, (b) image MEB des assemblages résultants, (c) modèle de pyramide à base carrée utilisé dans Comsol et (d) cartographie 2D (x,y) de l'induction magnétique générée à une distance de $z = 100 \mu\text{m}$ au-dessus de la pointe.

Des moules de résine entourant les plots de Ni ont alors été testés. Combiné à la technique de « *doctor blade* » afin d'enlever le surplus de matière amené lors de l'ajout de particules, ces moules permettent de contrôler l'épaisseur ainsi que la forme de l'assemblée de NBs de Co. La cellule de dépôt est placée sur l'aimant permanent (Figure 5.21(a)). Les résines étant sensibles aux solvants organiques, en particulier à l'anisole qui est le solvant de dispersion des NBs, une solution alternative a été développée pour l'imprégnation :

- le substrat est immergé dans un bain d'éthanol et la solution est ajoutée localement à l'aide d'une micropipette. Les études effectuées à l'IMFT ont prouvé l'efficacité de cette approche résultant en l'attraction sélective vers les plots de Ni.
- après 1 min d'attraction sous champ, l'excès de matière dépassant des moules est éliminé avec une lame de verre. Le champ magnétique est maintenu pendant cette étape de « *doctor blade* » afin d'éviter d'arracher les assemblages.
- le bain d'éthanol est retiré et le séchage sous champ réalisé.

Ce cycle est répété 3 fois pour permettre un meilleur remplissage des cuvettes.

Plusieurs types de résines (WBR 2100 ou SU8) et configurations de moules ont été testées. Les résines WBR 2100 sont dissoutes lors d'une exposition prolongée dans l'anisole contrairement à la SU8, qui est une résine permanente. La taille latérale D des ouvertures dans la résine a été définie soit plus grande que le taille L du plot de Ni ($D > L$, Figure 5.22(a)(c)), soit identique ($D = L$, Figure 5.22(b)(d)) soit plus petite ($D < L$). Cette dernière configuration a été rapidement écartée car les gradients de champ magnétique générés par les plots de Ni sont maximaux en bordures de plots. Or lorsque $D < L$, ces zones se retrouvent sous la résine qui crée une barrière physique et empêche l'attraction des NBs.

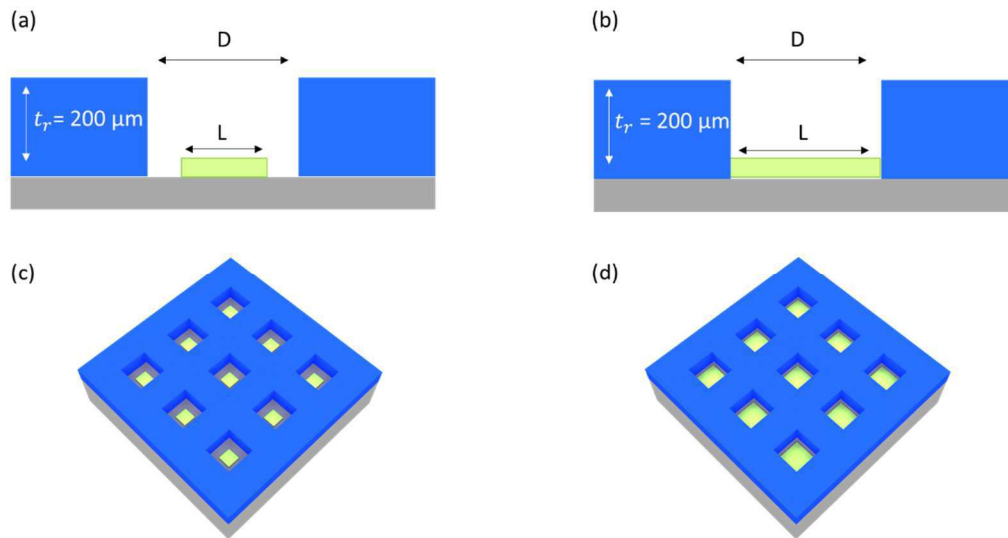


Figure 5.22 : Schémas des cuvettes en résine utilisées lors de l'assemblage de particules par magnétophorèse afin d'obtenir des aimants hors plan pour (a)(c) un moule en résine plus grand que le plot de Ni ($D > L$) et (b)(d) un moule de même taille que le Ni ($D = L$).

Des problèmes de reproductibilité ont été rencontrés notamment lors de l'étape de « *doctor blade* » aussi est-il délicat de conclure sur la configuration de moules optimale. Le meilleur assemblage a été obtenu pour $D > L$ mais n'a pu être reproduit avec fiabilité. La caractérisation par MEB montre une cuvette bien remplie par un dépôt conforme, quasi parallélépipédique, ne dépassant les $200 \mu\text{m}$ d'épaisseur de résine (Figure 5.23(a)). Le centre du plot de Ni est bien recouvert (Figure 5.23(b)). L'assemblée présente une base de dimension latérale de $200 \mu\text{m}$, ce qui représente un facteur 0,66 avec la taille du plot ($L = 300 \mu\text{m}$). Ce résultat est, ici encore, conforme à l'étude réalisée par Antoine Gonon sur le taux de compaction lors du séchage. L'analyse EDX met en évidence des dépôts de Co sur les flancs de la résine laissant supposer une adhésion importante des NBs (Figure 5.23(c)). En revanche, peu de particules sont observées sur la surface supérieure de la résine, confirmant l'efficacité de l'imprégnation dans la cuve d'éthanol.

L'alignement des NBs au sein de l'assemblée n'est cependant pas bon (Figure 5.23(d)), des études complémentaires devraient être menées sur les assemblées avant l'étape de « *doctor blade* » pour déterminer si ce désalignement est intrinsèque aux dépôts confinés ou s'il provient de l'étape mécaniquement sévère d'élimination du surplus de matière.

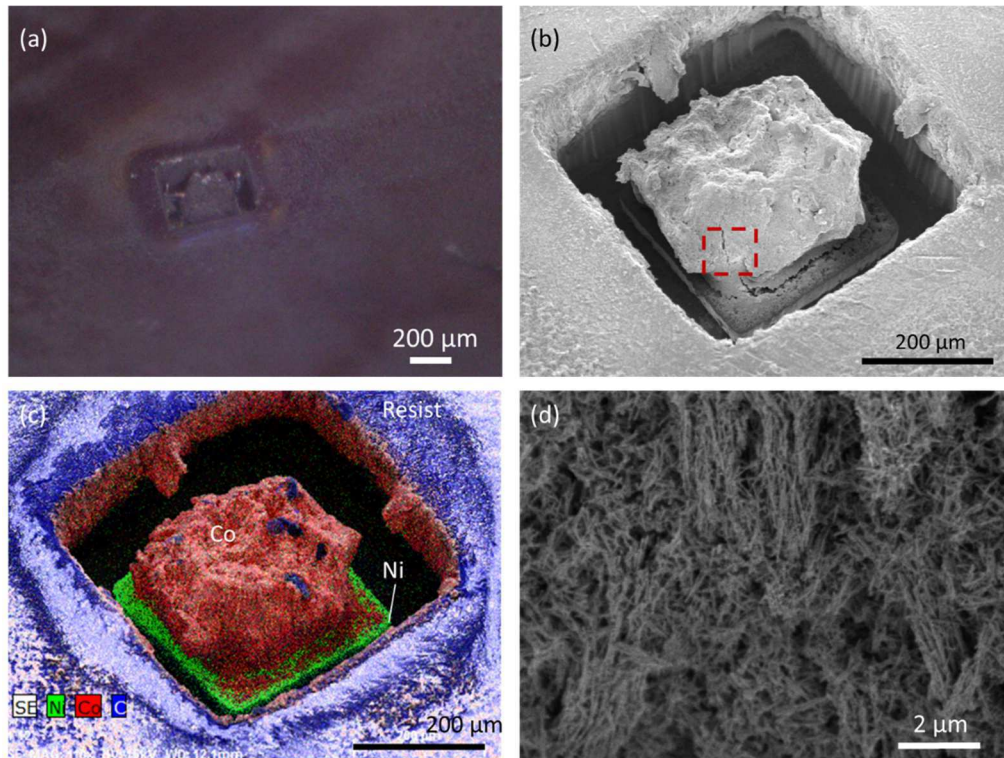


Figure 5.23 : (a) Image optique d'une assemblée de NBs de Co réalisée dans la configuration $D > L$, (b) image MEB correspondante, (c) EDX réalisé sur cette assemblée et (d) agrandissement de la zone repérée par un carré rouge en (b) illustrant l'alignement des NBs de Co.

La caractérisation quantitative du remplissage des cuvettes est compliquée. En effet la résine étant plus dense que le dépôt de cobalt et son épaisseur beaucoup plus importante, le rapport signal sur bruit du cobalt en tomographie à rayons X est trop faible pour être exploitable dans cette configuration. Un autre moyen de déterminer le remplissage serait l'utilisation d'un profilomètre optique, mais la surface du dépôt est trop poreuse pour réfléchir un signal suffisant, ne permettant donc pas la mesure de l'échantillon.

III - Conclusion

L'adaptation du procédé de magnétophorèse au dépôt d'aimants hors plan s'avère complexe. La problématique principale concerne l'absence de plots de Ni en regard de ceux positionnés sur le substrat. Les assemblages obtenus présentent des formes de pointes avec des rapports d'aspect plus ou moins importants en fonction de la configuration de champ extérieur appliqué. Ces pointes résultent des forces capillaires apparaissant lors du séchage de l'assemblée de NBs. Différentes stratégies ont été évaluées pour obtenir des aimants parallélépipédiques. Un développement de structures complexes Ni-Cu-Ni par électrodéposition a permis d'obtenir des assemblées au sein de cavités. Cependant les étapes d'imprégnation sont à ce jour complexes et nécessiteraient

la mise en place de puces microfluidiques. L'étêtage mécanique des pointes par une approche de type « *doctor blade* » est réalisable grâce à des moules en résine mais s'avère délicat et peu reproductible. Toutefois les premiers résultats avec des assemblages de NBs de Co quasi-parallélépipédiques d'épaisseur de 200 μm sont intéressants, notamment pour envisager des dépôts magnétiques de fortes épaisseurs, là où d'autres techniques de dépôt sont limitées.

Les réseaux de pointes formés dans l'électroaimant ne sont certes pas optimisés pour des application de type récupérateur d'énergie mais pourraient être pertinents pour des applications nécessitant des gradients de champ importants et locaux, par exemple le tri cellulaire en système microfluidique [76].

Par ailleurs, les pointes formées présentent un rayon de courbure faible qui pourrait être mis à profit pour des applications comme les pointes MFM (Microscopie à Force Magnétique). En effet, de forts moments magnétiques pourraient être atteints, bien supérieurs à ceux obtenus à partir de revêtements magnétiques sur les pointes AFM classiques.

Conclusion générale et perspectives

Cette thèse qui s'inscrivait dans le cadre du projet ANR POMADE avait pour but de démontrer l'intégrabilité d'aimants permanents dans des dispositifs d'intérêts. Le choix s'est porté vers des récupérateurs d'énergie, thématique nouvelle au sein du consortium. Pour mener à bien ce projet, nous avons modélisé le récupérateur qui consistait en un réseau d'aimants vibrant en regard d'une bobine fixe. La force électromotrice (f.é.m.) induite dans la bobine par ce mouvement s'écrit telle que :

$$e(t) = -K.X_0 \omega \cos(\omega t)$$

et est donc proportionnelle au facteur de transduction K , c'est-à-dire au couplage entre les aimants et la bobine, à l'amplitude de vibration de la masse X_0 et à la fréquence de travail $f = \omega/2\pi$. Il a donc fallu maximiser ces trois paramètres.

- Fréquence f :

La fréquence de travail a été délibérément limitée pour correspondre aux fréquences observables dans l'environnement (< 1 kHz). Pour obtenir des amplitudes de vibration X_0 maximales, le système doit travailler à sa fréquence de résonance. La géométrie du système masse-ressorts a donc été optimisée par simulations par éléments finis pour présenter une fréquence de résonance basse et un encombrement limité. Un procédé de microfabrication incluant de la gravure profonde à l'état de l'art, pour obtenir les rapports d'aspect souhaités, a permis la réalisation de systèmes présentant des résonances en fréquences très piquées ($f_r = 1200$ Hz) et d'excellents facteurs de qualité ($Q = 500$).

- Facteur de transduction K :

Le couplage électromagnétique entre le réseau d'aimants et la bobine a été optimisé à travers leur géométrie couplée. D'une part, le réseau d'aimants doit générer de fortes variations d'induction magnétique. En considérant des couches de NdFeB d'épaisseur $t_{mag} = 50$ μm , dont l'élaboration est maîtrisée par nos collaborateurs de l'institut Néel, les simulations montrent qu'un réseau avec des plots de petites tailles ($L = 100$ μm) est optimal, du fait du rapport d'aspect $t_{mag}/L = 1/2$ obtenu. D'autre part, la bobine doit-elle aussi être prise en compte. La contribution de variation de flux magnétique vue par chaque spire étant sommée, il est intéressant de maximiser le nombre de spires totales. Nous avons pu montrer que ces spires devaient rester au-dessus des aimants tout au long du mouvement d'oscillation. De fait, des réseaux d'aimants de grandes tailles ($L > 500$ μm) sont requis. A partir des forces électromotrices simulées, un compromis a été trouvé pour des réseaux présentant des

tailles latérales intermédiaires ($L = 300$ et $500 \mu\text{m}$) et des bobines *ad hoc* présentant un nombre de spires par aimants de 6 et 16 respectivement.

Dans cette étude, nous avons choisi comme critère d'optimisation la force électromotrice induite, favorisant ainsi des bobines présentant un nombre de spires élevé, mais une optimisation en puissance aurait pu être menée. La puissance s'écrit comme :

$$P = \frac{E^2}{4R_c}$$

avec E l'amplitude de la f.é.m. et R_c la résistance interne de la bobine. L'augmentation du nombre de spires s'accompagnant d'une augmentation de R_c , un autre compromis réseau/bobine pourrait se dégager.

Là encore, un gros travail sur le procédé de microfabrication, réalisé conjointement au LAAS et à l'Institut Néel, a permis l'élaboration des réseaux d'aimants et de bobines répondant parfaitement au cahier des charges dressé par simulations.

- Amplitude de vibration X_0

L'amplitude de vibration, limitée mécaniquement par le débattement des ressorts, est gouvernée par le facteur de qualité Q du dispositif et donc par le facteur d'amortissement d .

$$X_0 = Y_0 Q = \frac{m\omega_n Y_0}{d}$$

S'il paraît enviable de chercher à supprimer l'amortissement, il est cependant essentiel pour la conversion d'énergie comme le montre la modélisation du récupérateur. Cet amortissement a deux origines :

- mécanique (d_m) : au travers des frottements visqueux et de la géométrie du système masse-ressorts,
- électrique (d_e) : qui dépend du facteur de transduction K , et des caractéristiques du circuit électrique au travers des impédances (R_c et R_L). Ces facteurs sont interdépendants, ce qui diminue la marge de manœuvre pour l'optimisation de d_e .

Pour optimiser la transduction, il faut que les deux contributions d_e et d_m soient normalement égales. Cependant dans l'air, les frottements visqueux rendent l'amortissement mécanique largement prépondérant, de plus de 4 ordres de grandeur supérieur à la partie électrique. Il s'avère donc essentiel de réaliser, en perspective de ces travaux de thèse, des récupérateurs encapsulés sous vide afin de réduire cet amortissement mécanique et ainsi se rapprocher des conditions optimales $d_e = d_m$.

Au cours de cette thèse, 5 récupérateurs d'énergie ont été réalisés technologiquement et caractérisés. Les forces électromotrices ont été mesurées à l'aide d'un banc de mesure dédié, et présentent un très bon accord avec les valeurs attendues tant par modélisation que par simulations. Grâce au développement d'un programme Python, les écarts au régime sinusoïdal observés à fortes amplitudes d'oscillation ont pu être expliqués par un léger désalignement ($\sim 7 \mu\text{m}$) entre le réseau d'aimants et la bobine lors de leur assemblage. De plus, les mesures de f.é.m. ont permis d'extraire certains paramètres intrinsèques des systèmes, notamment le facteur de transduction K rarement déterminé dans la littérature, et de les comparer aux simulations.

Enfin, une puissance de quelques nW a également pu être mesurée aux bornes d'une résistance de charge lors de l'accord d'impédance, conduisant à une densité de puissance normalisée de l'ordre de $0,02 \mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{g}^{-2}$. Ces valeurs sont à l'état de l'art des dispositifs MEMS de récupérateur d'énergie électromagnétique mais pourraient être améliorées. Par exemple, afin d'augmenter le couplage électromagnétique, il est possible d'optimiser encore le réseau d'aimants :

- en améliorant la qualité intrinsèques des aimants, au travers du dépôt en deux étapes à chaud ou d'un recuit sous champ pour induire une anisotropie du matériau et ainsi bénéficier d'une induction rémanente de 1.2 T au lieu de 0,7 T,
- en supprimant les vallées magnétiques entre aimants, les dernières simulations ont en effet montré qu'un facteur 2 pouvait ainsi être obtenu sur la f.é.m,
- ou encore par l'utilisation d'une géométrie plus complexe alliant plusieurs réseaux d'aimants de différentes polarités, comme celles présentées par Roy *et al.* [58], permettant d'envisager un facteur 4.

La bobine peut également être optimisée par une augmentation de son épaisseur permettant à la fois de :

- réduire son espacement h avec le réseau d'aimants ce qui doit conduire à augmenter les variations de flux dans chaque spire et donc K ,
- et de diminuer sa résistance interne R_c , permettant ainsi d'augmenter la puissance délivrée.

La preuve apportée ici de la processabilité des aimants de NdFeB déposés par sputtering et leur intégrabilité dans un procédé de microfabrication permet également d'envisager le développement d'autres microsystèmes. Les relais MEMS notamment prennent désormais un essor important de par leur performance en termes de consommation énergétique limité par rapport aux relais conventionnels (*switch solid-state*), et de par leur rapidité permettant d'atteindre des commutations au GHz [77]. Si les relais MEMS électrostatiques sont désormais disponibles sur le marché, l'utilisation de relais électromagnétiques pourraient permettre de réduire encore la consommation électrique, grâce aux aimants en tant qu'une source d'énergie.

Conclusion générale et perspectives

La deuxième partie de ce travail de thèse portait sur l'élaboration d'aimants submillimétriques par assemblage dirigé de NBs de Co par magnétophorèse. Les premiers résultats obtenus présentent des dépôts localisés et un bon alignement des NBs à l'échelle microscopique, mais la géométrie du dépôt, en forme de pointes, reste à optimiser. Pour se faire, deux approches ont été explorées : (i) la mise en regard d'un second plot de Ni grâce à une structure en cuivre électrodéposée et (ii) l'utilisation d'un moule en résine combiné à la technique dites de « *doctor blade* ». Ces techniques ont prouvé la possibilité de réaliser des aimants de forme proche du parallélépipède désiré avec de fortes épaisseurs ($\sim 200 \mu\text{m}$).

Des simulations ont pu montrer qu'un réseau constitué de ce matériau nanostructuré présentait des performances similaires au réseau de NdFeB utilisés dans cette étude à condition d'avoir un volume 2,5 fois plus important. Ce résultat, obtenu en considérant une fraction volumique magnétique de Co de 30 % au sein des assemblées [5], implique de pouvoir déposer des réseaux de $125 \mu\text{m}$ d'épaisseur ce qui semble tout à fait réalisable dans un avenir proche. Pour obtenir des réseaux épais et conformes d'assemblées de Co, nous proposons de bénéficier à la fois de l'utilisation d'un champ extérieur inhomogène, qui favorise des assemblages plus compacts d'après les récents résultats d'Antoine Gonon, et une configuration « symétrique » présentant des plots de Ni en regard. Pour ne pas rencontrer de problématiques d'imprégnation, l'utilisation d'une grille supportant des plots de Ni placée en regard d'un substrat présentant le même réseau de plots est proposée (Figure 6.1). Les premiers essais de faisabilité d'une telle grille par électrodéposition viennent d'être réalisés et démontre la bonne tenue mécanique de cette structure.

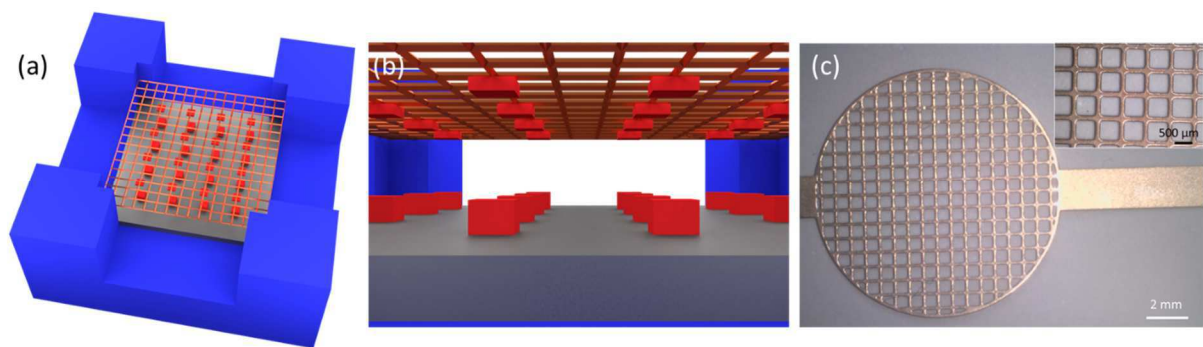


Figure 6.1 : (a) et (b) Vues schématiques d'une solution d'une grille supportant des plots de Ni (rouge) en regard avec un réseau identique sur un substrat de Si mais d'épaisseur plus importante. (c) Image optique de la grille seule réalisée par électrodéposition en Cu.

Bibliographie

- [1] S. Roy, D. Mallick, and K. Paul, *MEMS-Based Vibrational Energy Harvesting and Conversion Employing Micro-/Nano-Magnetics*, IEEE Trans. Magn. **55**, 1 (2019).
- [2] J. M. D. Coey, *Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 1 (Cambridge University Press, 2009).
- [3] J. M. D. Coey, *Perspective and Prospects for Rare Earth Permanent Magnets*, Engineering **6**, 119 (2020).
- [4] J. M. D. Coey, *Permanent Magnets: Plugging the Gap*, Scr. Mater. **67**, 524 (2012).
- [5] P. Moritz, Réalisation de micro-aimants par assemblage capillaire de nanobâtonnets de cobalt assisté par magnétophorèse - Applications aux MEMS à transduction électromagnétique, PhD thesis, Université de Toulouse, 2019.
- [6] R. Skomski and J. M. D. Coey, *Magnetic Anisotropy — How Much Is Enough for a Permanent Magnet?*, Scr. Mater. **112**, 3 (2016).
- [7] Y. Wang, J. Ewing, and D. P. Arnold, *Ultra-Thick Electroplated CoPt Magnets for MEMS*, J. Microelectromechanical Syst. **28**, 311 (2019).
- [8] Y. Li, J. Kim, M. Kim, A. Armutlulu, and M. G. Allen, *Thick Multilayered Micromachined Permanent Magnets With Preserved Magnetic Properties*, J. Microelectromechanical Syst. **25**, 498 (2016).
- [9] M. Han, Q. Yuan, X. Sun, and H. Zhang, *Design and Fabrication of Integrated Magnetic MEMS Energy Harvester for Low Frequency Applications*, J. Microelectromechanical Syst. **23**, 204 (2014).
- [10] M. Han, Z. Li, X. Sun, and H. Zhang, *Analysis of an In-Plane Electromagnetic Energy Harvester with Integrated Magnet Array*, Sens. Actuators Phys. **219**, 38 (2014).
- [11] A. Walther, C. Marcoux, B. Desloges, R. Grechishkin, D. Givord, and N. M. Dempsey, *Micro-Patterning of NdFeB and SmCo Magnet Films for Integration into Micro-Electro-Mechanical-Systems*, J. Magn. Magn. Mater. **321**, 590 (2009).
- [12] B. A. Kapitanov, N. V. Kornilov, Ya. L. Linetsky, and V. Yu. Tsvetkov, *Sputtered Permanent Nd-Fe-B Magnets*, J. Magn. Magn. Mater. **127**, 289 (1993).
- [13] N. M. Dempsey, A. Walther, F. May, D. Givord, K. Khlopkov, and O. Gutfleisch, *High Performance Hard Magnetic NdFeB Thick Films for Integration into Micro-Electro-Mechanical Systems*, Appl. Phys. Lett. **90**, 092509 (2007).
- [14] J. Yunas, B. Mulyanti, I. Hamidah, M. Mohd Said, R. E. Pawinanto, W. A. F. Wan Ali, A. Subandi, A. A. Hamzah, R. Latif, and B. Yeop Majlis, *Polymer-Based MEMS Electromagnetic Actuator for Biomedical Application: A Review*, Polymers **12**, 1184 (2020).
- [15] G. Nanni, S. Petroni, D. Fragouli, M. Amato, M. De Vittorio, and A. Athanassiou, *Microfabrication of Magnetically Actuated PDMS-Iron Composite Membranes*, Microelectron. Eng. **98**, 607 (2012).
- [16] B. Pawlowski and J. Töpfer, *Permanent Magnetic NdFeB Thick Films*, J. Mater. Sci. **39**, 1321 (2004).

- [17]M. Kandpal, C. Sharan, V. Palaparthi, N. Tiwary, P. Poddar, and V. R. Rao, *Spin-Coatable, Photopatternable Magnetic Nanocomposite Thin Films for MEMS Device Applications*, RSC Adv. **5**, 85741 (2015).
- [18]O. D. Oniku, B. J. Bowers, S. B. Shetye, N. Wang, and D. P. Arnold, *Permanent Magnet Microstructures Using Dry-Pressed Magnetic Powders*, J. Micromechanics Microengineering **23**, 075027 (2013).
- [19]N. Jackson, F. J. Pedrosa, A. Bollero, A. Mathewson, and O. Z. Olszewski, *Integration of Thick-Film Permanent Magnets for MEMS Applications*, J. Microelectromechanical Syst. **25**, 716 (2016).
- [20]B. J. Bowers, J. S. Agashe, and D. P. Arnold, *A Method to Form Bonded Micromagnets Embedded in Silicon*, in *TRANSDUCERS 2007 - 2007 International Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference* (IEEE, Lyon, 2007), pp. 1585–1588.
- [21]I. Panagiotopoulos, W. Fang, F. Ott, F. Boué, K. Aït-Atmane, J.-Y. Piquemal, and G. Viau, *Packing Fraction Dependence of the Coercivity and the Energy Product in Nanowire Based Permanent Magnets*, J. Appl. Phys. **114**, 143902 (2013).
- [22]F. Ott, T. Maurer, G. Chaboussant, Y. Soumare, J.-Y. Piquemal, and G. Viau, *Effects of the Shape of Elongated Magnetic Particles on the Coercive Field*, J. Appl. Phys. **105**, 013915 (2009).
- [23]M. Pousthomis, E. Anagnostopoulou, I. Panagiotopoulos, R. Boubekri, W. Fang, F. Ott, K. A. Atmane, J.-Y. Piquemal, L.-M. Lacroix, and G. Viau, *Localized Magnetization Reversal Processes in Cobalt Nanorods with Different Aspect Ratios*, Nano Res. **8**, 2231 (2015).
- [24]Y. Soumare, C. Garcia, T. Maurer, G. Chaboussant, F. Ott, F. Fiévet, J. Piquemal, and G. Viau, *Kinetically Controlled Synthesis of Hexagonally Close-Packed Cobalt Nanorods with High Magnetic Coercivity*, Adv. Funct. Mater. **19**, 1971 (2009).
- [25]R. K. Ramamoorthy et al., *One-Pot Seed-Mediated Growth of Co Nanoparticles by the Polyol Process: Unraveling the Heterogeneous Nucleation*, Nano Lett. **19**, 9160 (2019).
- [26]M. Pousthomis, *De la synthèse chimique de nanoparticules aux matériaux magnétiques nano-structurés: une approche pour des aimants permanents sans terre rare*, PhD thesis, Université de Toulouse, 2017.
- [27]K. A. Atmane, C. Michel, J.-Y. Piquemal, P. Sautet, P. Beaunier, M. Giraud, M. Sicard, S. Nowak, R. Losno, and G. Viau, *Control of the Anisotropic Shape of Cobalt Nanorods in the Liquid Phase: From Experiment to Theory... and Back*, Nanoscale **6**, 2682 (2014).
- [28]E. Anagnostopoulou, *A New Route for Rare-Earth Free Permanent Magnets: Synthesis, Structural and Magnetic Characterizations of Dense Assemblies of Anisotropic Nanoparticles*, PhD thesis, Université de Toulouse, 2016.
- [29]E. Anagnostopoulou, B. Grindi, L.-M. Lacroix, F. Ott, I. Panagiotopoulos, and G. Viau, *Dense Arrays of Cobalt Nanorods as Rare-Earth Free Permanent Magnets*, Nanoscale **8**, 4020 (2016).
- [30]A. Gonon, *Aimants intégrés submillimétriques pour dispositifs de récupération d'énergie*, PhD thesis, Université de Toulouse, 2023.

- [31]P. Moritz et al., *Hybrid Ni-Co-Ni Structures Prepared by Magnetophoresis as Efficient Permanent Magnets for Integration into Microelectromechanical Systems*, Adv. Eng. Mater. **24**, 2200733 (2022).
- [32]P. Moritz et al., *Magnetophoresis-Assisted Capillary Assembly: A Versatile Approach for Fabricating Tailored 3D Magnetic Supercrystals*, ACS Nano **15**, 5096 (2021).
- [33]S. Roundy, P. K. Wright, and J. Rabaey, *A Study of Low Level Vibrations as a Power Source for Wireless Sensor Nodes*, Comput. Commun. **26**, 1131 (2003).
- [34]S. S. Rao and Y. F. Fah, *Mechanical Vibrations*, 5. ed. in SI units (Prentice Hall/Pearson, Singapore, 2011).
- [35]N. G. Stephen, *On Energy Harvesting from Ambient Vibration*, J. Sound Vib. **293**, 409 (2006).
- [36]D. Spreemann and Y. Manoli, *Electromagnetic Vibration Energy Harvesting Devices: Architectures, Design, Modeling and Optimization*, Vol. 35 (Springer Netherlands, Dordrecht, 2012).
- [37]T. J. Kazmierski and S. Beeby, *Energy Harvesting Systems_ Principles, Modeling and Applications* (Springer, 2011).
- [38]D. Briand, E. Yeatman, and S. Roundy, *Micro Energy Harvesting* (Wiley, 2015).
- [39]W. H. Hayt Jr. and J. A. Buck, *Engineering Electromagnetics* (Eighth, 2012).
- [40]S. Priya and D. J. Inman, editors , *Energy Harvesting Technologies* (Springer US, Boston, MA, 2009).
- [41]C. B. Williams and R. B. Yates, *Analysis of a Micro-Electric Generator for Microsystems*, Sens. Actuators Phys. **52**, 8 (1996).
- [42]T. O'Donnell, C. Saha, S. Beeby, and J. Tudor, *Scaling Effects for Electromagnetic Vibrational Power Generators*, Microsyst Technol (2007).
- [43]O. Cugat, J. Delamare, and G. Reyne, *Magnetic Micro-Actuators and Systems (MAGMAS)*, IEEE Trans. Magn. **39**, 3607 (2003).
- [44]K. Tao, J. Wu, L. Tang, X. Xia, S. W. Lye, J. Miao, and X. Hu, *A Novel Two-Degree-of-Freedom MEMS Electromagnetic Vibration Energy Harvester*, J. Micromechanics Microengineering **26**, 035020 (2016).
- [45]N. N. H. Ching, H. Y. Wong, W. J. Li, P. H. W. Leong, and Z. Wen, *A Laser-Micromachined Multi-Modal Resonating Power Transducer for Wireless Sensing Systems*, Sens. Actuators Phys. **97–98**, 685 (2002).
- [46]P. Wang, K. Tanaka, S. Sugiyama, X. Dai, X. Zhao, and J. Liu, *A Micro Electromagnetic Low Level Vibration Energy Harvester Based on MEMS Technology*, Microsyst. Technol. **15**, 941 (2009).
- [47]C. T. Pan, Y. M. Hwang, H. L. Hu, and H. C. Liu, *Fabrication and Analysis of a Magnetic Self-Power Microgenerator*, J. Magn. Magn. Mater. **304**, e394 (2006).
- [48]N. Wang and D. P. Arnold, *Fully Batch-Fabricated MEMS Magnetic Vibrational Energy Harvesters*, in *Engineering, Physics* (Washington DC, USA, 2009).
- [49]R. Han, N. Wang, J. Wang, J. Gu, and X. Li, *Silicon-Chip Based Electromagnetic Vibration Energy Harvesters Fabricated Using Wafer-Level Micro-Casting Technique*, J. Micromechanics Microengineering **31**, 035009 (2021).

- [50] E. Dallago, M. Marchesi, and G. Venchi, *Analytical Model of a Vibrating Electromagnetic Harvester Considering Nonlinear Effects*, IEEE Trans. Power Electron. **25**, 1989 (2010).
- [51] H. Uluşan, O. Yaşar, Ö. Zorlu, and H. Külah, *Optimized Electromagnetic Harvester with a Non-Magnetic Inertial Mass*, Procedia Eng. **120**, 337 (2015).
- [52] Q. Zhang and E. S. Kim, *Micromachined Energy-Harvester Stack With Enhanced Electromagnetic Induction Through Vertical Integration of Magnets*, J. Microelectromechanical Syst. **24**, 384 (2015).
- [53] B. Yang, C. Lee, W. Xiang, J. Xie, J. Han He, R. K. Kotlanka, S. P. Low, and H. Feng, *Electromagnetic Energy Harvesting from Vibrations of Multiple Frequencies*, J. Micromechanics Microengineering **19**, 035001 (2009).
- [54] S. P. Beeby, R. N. Torah, M. J. Tudor, P. Glynn-Jones, T. O'Donnell, C. R. Saha, and S. Roy, *A Micro Electromagnetic Generator for Vibration Energy Harvesting*, J. Micromechanics Microengineering **17**, 1257 (2007).
- [55] I. Sari, T. Balkan, and H. Kulah, *An Electromagnetic Micro Energy Harvester Based on an Array of Parylene Cantilevers*, J. Micromechanics Microengineering **19**, 105023 (2009).
- [56] I. Sari, T. Balkan, and H. Külah, *An Electromagnetic Micro Power Generator for Low-Frequency Environmental Vibrations Based on the Frequency Upconversion Technique*, J. Microelectromechanical Syst. **19**, 14 (2010).
- [57] Y. Tan, Y. Dong, and X. Wang, *Review of MEMS Electromagnetic Vibration Energy Harvester*, J. Microelectromechanical Syst. **26**, 1 (2017).
- [58] K. Paul, D. Mallick, and S. Roy, *Performance Improvement of MEMS Electromagnetic Vibration Energy Harvester Using Optimized Patterns of Micromagnet Arrays*, IEEE Magn. Lett. **12**, 1 (2021).
- [59] Y. Tanaka, T. Fujita, T. Kotoge, K. Yamaguchi, K. Sonoda, K. Kanda, and K. Maenaka, *Electromagnetic Energy Harvester by Using NdFeB Sputtered on High Aspect Ratio Si Structure*, J. Phys. Conf. Ser. **476**, 012095 (2013).
- [60] Y. Jiang, S. Masaoka, T. Fujita, M. Uehara, T. Toyonaga, K. Fujii, K. Higuchi, and K. Maenaka, *Fabrication of a Vibration-Driven Electromagnetic Energy Harvester with Integrated NdFeB/Ta Multilayered Micro-Magnets*, J. Micromechanics Microengineering **21**, 095014 (2011).
- [61] Q. Zhang and E. S. Kim, *Microfabricated Electromagnetic Energy Harvesters With Magnet and Coil Arrays Suspended by Silicon Springs*, IEEE Sens. J. **16**, 634 (2016).
- [62] S. Roundy and E. Takahashi, *A Planar Electromagnetic Energy Harvesting Transducer Using a Multi-Pole Magnetic Plate*, Sens. Actuators Phys. **195**, 98 (2013).
- [63] K. Yamaguchi, T. Fujita, Y. Tanaka, N. Takehira, K. Sonoda, K. Kanda, and K. Maenaka, *MEMS Batch Fabrication of the Bipolar Micro Magnet Array for Electromagnetic Vibration Harvester*, J. Phys. Conf. Ser. **557**, 012033 (2014).
- [64] D. Zhu, S. Beeby, J. Tudor, and N. Harris, *Vibration Energy Harvesting Using the Halbach Array*, Smart Mater Struct (2012).

- [65]K. Paul, D. Mallick, and S. Roy, *Improved Performances of Wideband MEMS Electromagnetic Vibration Energy Harvesters Using Patterned Micro-Magnet Arrays*, in *2019 19th International Conference on Micro and Nanotechnology for Power Generation and Energy Conversion Applications (PowerMEMS)* (IEEE, Krakow, Poland, 2019), pp. 1–6.
- [66]I. Lecerf et al., *Optimization of a Vibrating MEMS Electromagnetic Energy Harvester Using Simulations*, *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **231**, 4205 (2022).
- [67]F. O. Keller, R. Haettel, T. Devillers, and N. M. Dempsey, *Batch Fabrication of 50 Mm-Thick Anisotropic Nd-Fe-B Micro-Magnets*, *IEEE Trans. Magn.* **58**, 1 (2022).
- [68]S. Beeby and N. M. White, *Energy Harvesting for Autonomous Systems* (Artech house, Norwood, Mass, 2010).
- [69]H. A. Wheeler, *Simple Inductance Formulas for Radio Coils*, *Proc. IRE* **16**, 1398 (1928).
- [70]S. S. Mohan, M. Del Mar Hershenson, S. P. Boyd, and T. H. Lee, *Simple Accurate Expressions for Planar Spiral Inductances*, *IEEE J. Solid-State Circuits* **34**, 1419 (1999).
- [71]G. Shaw, R. B. G. Kramer, N. M. Dempsey, and K. Hasselbach, *A Scanning Hall Probe Microscope for High Resolution, Large Area, Variable Height Magnetic Field Imaging*, *Rev Sci Instrum* (2016).
- [72]F. Khan, F. Sassani, and B. Stoeber, *Copper Foil-Type Vibration-Based Electromagnetic Energy Harvester*, *J. Micromechanics Microengineering* **20**, 125006 (2010).
- [73]F. Alnaimat, S. Karam, B. Mathew, and B. Mathew, *Magnetophoresis and Microfluidics: A Great Union*, *IEEE Nanotechnol. Mag.* **14**, 24 (2020).
- [74]F. Alnaimat, S. Dagher, B. Mathew, A. Hilal-Alnqbi, and S. Khashan, *Microfluidics Based Magnetophoresis: A Review*, *Chem. Rec.* **18**, 1596 (2018).
- [75]C. Thiery, *Tomographie à rayons X*, *Tech. Ing.* (2013).
- [76]J. Autebert et al., *High Purity Microfluidic Sorting and Analysis of Circulating Tumor Cells: Towards Routine Mutation Detection*, *Lab. Chip* **15**, 2090 (2015).
- [77]G. Zorpette, *RF MEMS Deliver the ‘Ideal Switch.’*, *IEEE Spectr.* (2020).

Abstract

The recent development of microsystems in sectors as diverse as telecommunications, biomedical and automotive requires the integration of highly performant submillimeter magnetic materials. However, the direct integration of magnetic materials into the microfabrication workflow processes remains a major technological challenge. During this thesis, we have worked on the integrability of two types of magnetic materials within a MEMS (Micro Electro Mechanical Systems) energy harvester: NdFeB magnetic layers deposited by high-rate sputtering, developed at the Institut Néel, Grenoble, and the magnetophoresis-directed assembly of cobalt nanorods (NRs) at LPCNO, Toulouse.

The electromagnetic energy harvester we have designed consists of an in-plane vibrating magnet network oscillating above a fixed coil. The relative motion of the magnets respectively to the coil generates an electromotive force (fem) by induction. Finite element simulations guided the design of the system in order to optimize the electromechanical coupling and thus the harvested fem, while maintaining a low resonance frequency to benefit from ambient vibrations.

Based on the properties of 50 μm -thick NdFeB layers, simulations have shown the benefits of structuring the magnets into arrays of 300 μm or 500 μm -wide pads, combined with an *ad-hoc* coil to fully exploit the electromechanical coupling. The technological process, carried out by our collaborators at LAAS Toulouse and Institut Néel, enabled us to fabricate five energy harvesters exhibiting fairly similar properties; thus evidencing the process reproducibility. Electrical measurements show fem of 2.5 mV for a vibration amplitude of 70 μm , and a power of a few nW defining a power density of 0.02 $\mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot g^{-2}$. Comparisons of these performances with an analytical model and with finite-element simulations reveals a very good agreement, allowing to finely rationalized the electrical response as well as quantifying the actual magnet/coil misalignment of the MEMS.

Finally, an explorative study on the magnetophoresis technique was initiated to produce submillimetre magnets with out-of-plane magnetization consisting of compact assemblies of chemically synthesized single-crystal Co NRs. Under an external magnetic field, directed assembly of NRs is observed towards area of high magnetic field gradients. This technique has been successfully used to fabricate in-plane magnets of sub-millimetre size, localized at the proximity of Ni blocs, which induce magnetic field gradients. Here, for the first time, we aimed at fabricating magnet arrays magnetized perpendicular to the substrate. Due to the capillary forces, formation of spikes directly on the Ni blocs were observed. These spikes exhibit high aspect ratios (~ 8) and interesting magnetic properties ($H_c = 335 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$ and $M_r/M_s = 82 \%$). Several strategies have been tested to control the shape and size of the assemblies, such as

complex electrodeposited cavities with two Ni blocs facing each other thanks to external copper walls, or resin molds combined with the "doctor blade" technique. Although these approaches still need some optimization, they lead, fairly easily to magnets with lateral dimensions and thicknesses of several hundred of μm . This is very encouraging for the fabrication of thick submillimeter permanent magnets, for which conventional deposition techniques show limitations.

Résumé

Le développement actuel de systèmes micrométriques dans des secteurs aussi divers que les télécommunications, le biomédical ou l'automobile, nécessitent l'intégration de matériaux magnétiques submillimétriques performants et compatibles avec les procédés de fabrication en salle blanche inhérents à la fabrication des microsystèmes. Or, leur intégration dans les MEMS (Micro Electro Mechanical Systems) reste à ce jour un verrou technologique majeur. Durant cette thèse nous avons travaillé sur l'intégrabilité de deux procédés : le dépôt par pulvérisation cathodique de couches magnétiques structurées de NdFeB élaborées à l'Institut Néel de Grenoble, et l'assemblage dirigé par magnétophorèse de nanobâtonnets (NBs) de cobalt au LPCNO de Toulouse afin de réaliser un démonstrateur de type récupérateur d'énergie MEMS.

Ce récupérateur d'énergie électromagnétique est composé d'une bobine fixe placée en vis-à-vis d'une plaque vibrante liée à des ressorts et comportant un réseau d'aimants. Le mouvement relatif des aimants génère par induction une force électromotrice dans la bobine. Des simulations par éléments finis ont permis de guider la conception du système afin d'optimiser le couplage électromécanique tout en maintenant une fréquence de résonance basse afin de récupérer les vibrations environnantes humaines et un encombrement limité.

A partir des propriétés des couches de NdFeB de 50 μm d'épaisseur, les simulations ont montré l'intérêt de la structuration en réseaux de plots de 300 μm ou 500 μm de large associée à une bobine *ad hoc* en regard pour exploiter pleinement le couplage électromécanique. La réalisation technologique effectuée par nos collaborateurs du LAAS de Toulouse et de l'Institut Néel a permis la fabrication de cinq récupérateurs d'énergie présentant une excellente reproductibilité. Les mesures électriques montrent des amplitudes de forces électromotrices de 2,5 mV pour une amplitude de vibration de 70 μm , ainsi qu'une puissance de quelques nW définissant une densité de puissance de $0,02 \mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{g}^{-2}$. Les comparaisons de ces performances aux valeurs extraites d'un modèle analytique d'une part, et de simulations numériques d'autre part, montrent de très bons accords et permettent de rationaliser finement la réponse électrique ainsi que de quantifier l'alignement réel aimants/bobine du MEMS.

La technique de magnétophorèse a ensuite été appliquée pour réaliser des aimants submillimétriques constitués d'assemblages compacts de nanobâtonnets de Co monocristallins synthétisés par voie chimique. Sous champ magnétique externe, un assemblage dirigé est observé au sein d'une suspension de NBs déposée au niveau de zones de forts gradients de champ magnétique induits par des plots de Ni. Cet assemblage conduit à des aimants permanents à aimantation planaire de tailles submillimétriques et localisés au niveau de plots. Les travaux présentés dans ce manuscrit visent à adapter cette technique pour élaborer des réseaux d'aimants à

aimantation perpendiculaire au substrat. Les premiers tests montrent la formation de pointes directement sur les plots de Ni, pointes atteignant des rapports d'aspect important (~ 8) et des propriétés magnétiques intéressantes telles que des champs coercitifs $H_c = 335 \text{ kA.m}^{-1}$ et un rapport d'aimantation $M_r/M_s = 82 \%$. Plusieurs stratégies ont été testées afin de contrôler la forme et la taille des assemblées telles que des structures complexes de plots de Ni en vis-à-vis et encadrés de parois de cuivre, ou des moules en résine combinés à la technique « *doctor blade* ». Bien que nécessitant d'être encore optimisées, ces approches résultent en des aimants présentant des dimensions latérales et des épaisseurs de plusieurs centaines de μm , ce qui est très encourageant pour la réalisation d'aimants permanents submillimétriques épais, là où les techniques de dépôts conventionnels montrent des limites.

Titre : Etude magnétique de micro-aimants pour intégration dans un récupérateur d'énergie MEMS

Mots clés : récupérateur d'énergie, aimants permanents, simulation nano-aimants

Résumé : La fabrication et l'intégration de matériaux magnétiques submillimétriques dans des circuits prédéfinis sont d'une importance majeure pour les dispositifs MAgnétiques POrtables tels que les implants biomédicaux et les réseaux de capteurs sans fil (dispositifs IoT). Cependant, il n'est toujours pas atteint malgré des efforts intensifs. La principale limitation vient d'un manque de technologie mature d'aimants permanents pour les systèmes micro-électromécaniques (MEMS). Il existe donc un besoin de procédé compatible pour préparer des aimants intégrés dans la gamme submillimétrique pour de nouveaux développements en microélectronique. Le projet POMADE, récemment financé par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR), vise à développer de nouveaux aimants nanostructurés (i) à l'échelle submillimétrique, (ii) déposés localement et (iii) intégrés dans des dispositifs fonctionnels. Nous avons récemment développé une approche unique au LPCNO pour fabriquer des aimants permanents (PM) efficaces par l'assemblage contrôlé de nanobatonnets de cobalt en utilisant la magnétophorèse et les forces capillaires. La nanostructuration des PM utilisant des processus compatibles MEMS soulève des défis de fabrication, de caractérisation et d'intégration qui seront abordés dans 3 work-packages étroitement liés: - La fabrication d'aimants submillimétriques épais à l'aide de films Co NRs et NdFeB, - Les études structurales et magnétiques avancées des PM à haute résolution spatiale, - L'intégration complète dans un flux de processus MEMS: réalisation de récupérateurs d'énergie efficaces. Le projet, et donc le sujet de cette thèse de doctorat, est multidisciplinaire, combinant des études avancées en synthèse physique et chimique, assemblage post-synthèse physico-chimique, nanomagnétisme et architecture MEMS. Le travail effectué porte plus spécifiquement sur la caractérisation fine des aimants submillimétriques, à la fois expérimentalement et théoriquement et leur intégration dans un dispositif de récupération d'énergie électromagnétique vibrant en étroite collaboration avec le LAAS. La caractérisation de ces systèmes sera également présentée et les résultats obtenus seront comparés avec le modèle théorique, permettant ainsi de les expliquer.

Title: Submillimeter magnets for MEMS energy harvesting

Key words: permanent magnet, energy harvester, nanomagnet simulation

Abstract: The fabrication and integration of sub-millimeter magnetic materials into predefined circuits is of major importance for POrtable MAgnetic DEvices such as biomedical implants and wireless sensor networks (IoT devices). However, it is still not achieved despite intensive efforts. The main limitation arises from a lack of mature permanent magnet technology for micro-electro-mechanical systems (MEMS). There is therefore a need for a compatible process to prepare integrated magnets in the submillimetric range for new developments in microelectronics. The POMADE project, recently funded by the French National Agency for Research (ANR), aims at developing new nanostructured magnets (i) at the submillimeter scale, (ii) locally deposited and (iii) integrated into functional devices. We have recently developed a unique approach at LPCNO to fabricate efficient permanent magnets (PMs) by the controlled assembly of cobalt nanorods using magnetophoresis and capillary forces. The nanostructuration of PMs using MEMS compatible processes raises fabrication, characterization and integration challenges that will be tackled within 3 closely linked work-packages: - The fabrication of thick submillimeter magnets using Co NRs and NdFeB films, - The advanced structural and magnetic studies of the PM with high spatial resolution, - The full integration into a MEMS process flow : realization of efficient energy harvesters. The project, and thus the PhD thesis subject is multidisciplinary, combining advanced studies in physical and chemical synthesis, physico-chemical post-synthesis assembly, nanomagnetism and MEMS architecture. The work will focus more specifically on fine characterization of the sub-millimeter magnets, both experimentally and theoretically and their further integration into an electromagnetic vibration energy harvester device in close collaboration with the LAAS. The characterization of these systems will also be presented, and the results obtained will be compared with the theoretical model, enabling them to be explained.