



HAL
open science

Systèmes de récupération d'énergie vibratoire large bande à conversion électromagnétique

Gallien Delattre

► **To cite this version:**

Gallien Delattre. Systèmes de récupération d'énergie vibratoire large bande à conversion électromagnétique. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2023. Français. NNT : 2023GRALT064 . tel-04430819

HAL Id: tel-04430819

<https://theses.hal.science/tel-04430819v1>

Submitted on 1 Feb 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.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

École doctorale : EEATS - Electronique, Electrotechnique, Automatique, Traitement du Signal (EEATS)

Spécialité : Nano électronique et Nano technologies

Unité de recherche : Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Information (LETI)

Systèmes de récupération d'énergie vibratoire large bande à conversion électromagnétique

Electromagnetic Wideband Vibration Energy Harvesters

Présentée par :

Gallien DELATTRE

Direction de thèse :

Sébastien BOISSEAU

Ingénieur de Recherche, CEA

Directeur de thèse

Sébastien VIGNE

Ingénieur de recherche, CEA

Co-encadrant de thèse

Alexis BRENES

Maître de conférences, Université Paris-Saclay

Co-encadrant de thèse

Rapporteurs :

Noureddine BOUHADDI

PROFESSEUR DES UNIVERSITES, Université de Franche-Comté

Sébastien GRONDEL

PROFESSEUR DES UNIVERSITES, INSA Hauts-de-France

Thèse soutenue publiquement le **18 octobre 2023**, devant le jury composé de :

Sébastien BOISSEAU

INGENIEUR HDR, CEA CENTRE DE GRENOBLE

Directeur de thèse

Skandar BASROUR

PROFESSEUR DES UNIVERSITES, Université Grenoble Alpes

Président

Sylvain BLAYAC

PROFESSEUR DES UNIVERSITES, ECOLE NAT SUP MINES ST ETIENNE

Examinateur

Noureddine BOUHADDI

PROFESSEUR DES UNIVERSITES, Université de Franche-Comté

Rapporteur

Sébastien GRONDEL

PROFESSEUR DES UNIVERSITES, INSA Hauts-de-France

Rapporteur

Invités :

Sébastien Vigne

INGENIEUR DE RECHERCHE, CEA

Alexis Brenes

MAITRE DE CONFERENCES, Université Paris-Saclay



« Nous tourbillonnons dans l'espace infini à une vitesse inconcevable ; tout autour de nous, tout tourne, tout bouge, tout est énergie. Il doit y avoir un moyen de profiter plus directement de cette énergie. Alors, avec la lumière obtenue du milieu, avec la puissance qui en découle, avec toute forme d'énergie obtenue sans effort, à partir de la réserve à jamais inépuisable, l'humanité avancera à pas de géant. La simple contemplation de ces magnifiques possibilités élargit nos esprits, renforce nos espoirs et remplit nos cœurs d'une joie suprême. »

**Nikola Tesla, Transactions of the American
Institute of Electrical Engineers, Volume 8**

Remerciements

Avant de me plonger corps et âme dans cette aventure passionnante, j'imaginai que ces trois années de thèse se résumeraient à affronter en solitaire une problématique complexe et exigeante. Quelle naïveté ! Face à cette tâche, j'étais loin d'être seul. Dès mon arrivée au CEA de Grenoble le 18 novembre 2019, après ma première réunion avec le LAIC où j'ai esquissé les contours de mon sujet de thèse, tout le personnel du laboratoire s'est mobilisé à mes côtés, m'offrant généreusement son soutien, ses conseils, et ses idées. Chers lecteurs, chères lectrices, le travail que vous avez sous les yeux est le fruit d'une collaboration entre de multiples personnes qui ont investi du temps dans cette thèse, ainsi que de diverses institutions qui l'ont rendu possible. Tout au long des paragraphes qui suivent, je souhaite leur rendre hommage en montrant en quoi leur expertise et leur générosité ont contribué à la réussite de ce projet.

Je remercie en premier lieu mon directeur de thèse Sébastien Boisseau, ainsi que mes co-encadrants Sébastien Vigne et Alexis Brenes, qui ont tous les trois lancé l'initiative de ce sujet de thèse, et m'ont apporté un accompagnement régulier tout au long de ces années, à la fois sur le plan scientifique, rédactionnel et administratif. Je voudrais également remercier Emmanuelle Pauliac-Vaujour pour son accueil au sein du LAIC et aussi pour le rôle actif qu'elle a joué dans l'organisation des Journées des Doctorants au sein du DSYS.

Merci au CEA-DAM et au CEA-LETI pour le financement de cette thèse. Merci à l'école doctorale EEATS (rattachée à l'UGA) et plus particulièrement à sa directrice, Jumana Boussey, pour sa disponibilité et son écoute.

Je remercie ensuite Adrien Badel et Skandar Basrour d'avoir accepté de faire partie de mon CSI et de m'avoir prodigué de précieux conseils ponctuellement au fil des années. Skandar Basrour a aussi accepté le rôle de président du jury pour ma soutenance, ce pour quoi je suis également très reconnaissant. Merci aux rapporteurs de mon mémoire de thèse, Noureddine Bouhaddi et Sébastien Grondel, pour leur lecture attentive, leurs remarques très intéressantes et leurs propositions de correction. Je tiens à préciser que Sébastien Grondel a été mon professeur en modélisation / simulation mécatronique à l'ENSIAME (actuelle INSA Haut-de-France), et je suis profondément touché qu'il ait répondu favorablement à cette invitation. Merci enfin à Sylvain Blayac d'avoir accepté le rôle d'examineur de ma thèse.

Je tiens désormais à donner plus de détails quant à la contribution particulière de certains membres du LAIC dans l'élaboration de cette thèse.

Sans même faire partie officiellement de l'équipe d'encadrement de ma thèse, Nicolas Garraud et Pierre Gasnier ont joué un rôle déterminant sur l'ensemble de mon travail. Tous deux passionnés par la thématique de la récupération d'énergie, aussi bien que de la transmission de puissance sans fil, ils se sont donnés pour mission de veiller sur le bon déroulement des thèses du LAIC. Au fil des nombreux « points thèses » organisés avec l'ensemble des thésards, ils n'ont eu de cesse de donner leur point de vue d'expert sur les

aspects les plus techniques de nos différents sujets de thèse, avec le souci constant de nous apprendre les exigences associées au métier de chercheur. C'est aussi grâce à leur ouverture et à leur sens de l'humour inimitable qu'ils ont fait en sorte que chaque thésard se sente intégré au sein de l'équipe. Bref, ce sont des gens formidables...

J'ai également bénéficié d'une aide immense de la part de mes collègues du « bureau des thésards ». En effet, qu'aurait été ma thèse sans Olivier Freychet, qui a très largement contribué à ce que j'abandonne la définition classique de la bande-passante à -3dB ? Pendant combien de temps me serais-je égaré au début de ma thèse s'il ne m'avait pas aiguillé, dès les premiers mois, à l'aide d'une formulation astucieuse donnant l'enveloppe de puissance récupérée dans les conditions d'impédance optimale ? Je lui dois beaucoup. Impossible également de ne pas mentionner David Gibus et Ernesto Quisbert-Trujillo qui ont tant œuvré pour l'ambiance décontractée régnant au sein du bureau des thésards, condition indispensable à la réussite de cette thèse (et je dois avouer qu'Adrien Ameze, Nicolas Decroix et Nathis Cote perpétuent fort bien cette tradition concernant l'ambiance du bureau). Par ailleurs, je dois absolument remercier David Gibus de m'avoir sauvé la vie, au moment le plus critique de ma soutenance, en m'indiquant la démarche à suivre pour afficher le diaporama aux personnes connectées à distance (dont faisait partie Noureddine Bouhaddi qui commençait à s'impatienter de se voir apparaître, fort mystérieusement, sur une image de forêt tropicale...). Je dois également remercier Adrien Ameze de m'avoir sauvé la vie, littéralement cette fois, en me prodiguant un conseil pour éviter de tomber dans un ravin pendant une randonnée (très belle randonnée au passage, bien qu'un peu frisquette). J'ai également bénéficié de l'expertise d'Adrien Ameze en matière de présentation Powerpoint, de traitement photo, de montage vidéo, aussi bien qu'en bricolage lors de diverses manipulations expérimentales. Merci à Nicolas Decroix de m'avoir aidé à utiliser les divers équipements du laboratoire, de m'avoir éclairé au sujet des interfaces électroniques, et surtout d'avoir été bon public à la plupart de mes blagues (les plus mauvaises, principalement). Enfin je profite de ce paragraphe pour souhaiter aux autres thésards du LAIC, Nathis Cote, Leila Merzak et Yousof Fassi, d'obtenir tout le succès qu'ils méritent (et surtout, de publier des articles...).

Un grand merci également aux membres du LAIC qui étaient en CDD pendant ma thèse. En particulier à Baptiste Alessandri pour ses connaissances pointues sur Altair Flux et Hyperstudy, à Martin Gauroy pour son assistance inestimable lors de la conception de mon prototype, à Jean-Yves Burllet pour ses idées très ingénieuses portant sur ce même prototype. Merci encore à Jean-Yves de m'avoir fait découvrir le Fablab du Y.Spot Labs, et enfin à Anh-Tuan Vo de m'avoir inspiré l'idée d'une démarche d'optimisation multicritère (sans parler de ses talents culinaires exceptionnels dont il a fait profiter pas mal de gens dans le laboratoire).

Enfin j'adresse mes derniers remerciements à ceux qui m'ont fait l'honneur d'assister à ma soutenance (en présentiel comme en distanciel). Merci aux membres du LAIC que je n'ai pas eu l'occasion de remercier plus haut. Merci à Sophie et Yves, à Gérard. Et merci à ma famille : mes parents, mes frères, mes oncles et tante. Merci à ma femme, Masha, d'avoir supporté mes discours sans fin pendant toutes ces années, parlant de bande-passante et de facteur de qualité, et ce manuscrit jamais tout-à-fait terminé...

Résumé

Cette thèse porte sur la conception de récupérateurs d'énergie vibratoire. Il s'agit de dispositifs peu encombrants capables de convertir l'énergie des vibrations en électricité afin d'alimenter des appareils électroniques basse consommation, tels que des capteurs. Bien que les niveaux de puissance récupérables soient souvent compatibles avec les applications visées, l'adoption des récupérateurs d'énergie vibratoire demeure limitée à cause de leur forte sélectivité fréquentielle. Ce dernier point est un verrou technologique majeur que l'on se propose de lever grâce à une stratégie appelée ajustement électrique, qui permet d'élargir la bande-passante de ces systèmes en associant au récupérateur une interface électrique qui ajuste, selon la fréquence, l'impédance de la charge pour maximiser la puissance transférée.

L'ajustement électrique est connu pour ses performances en bande-passante dans les récupérateurs à conversion piézoélectrique, mais relativement peu d'études se consacrent à cette stratégie appliquée aux récupérateurs électromagnétiques. Pourtant, ces derniers offrent de nombreux avantages, notamment sur le plan de la robustesse et de la maturité technologique. L'objet de cette thèse est donc de maximiser la bande-passante des récupérateurs exploitant la conversion électromagnétique et intégrant une interface d'ajustement électrique. Le travail réalisé aboutit à une méthode d'optimisation permettant d'évaluer et de comparer théoriquement les différentes architectures possibles. Cette investigation débouche sur la proposition d'une nouvelle topologie de transducteur électromagnétique, que l'on dimensionne, fabrique et teste expérimentalement. Associé à un circuit d'ajustement électrique, la bande-passante de ce prototype rivalise avec les meilleurs prototypes de l'état de l'art, ce qui encourage à poursuivre son développement et offre de nouvelles perspectives concernant la récupération d'énergie vibratoire large bande.

Mots clés : Récupération d'énergie vibratoire, transducteur électromagnétique, ajustement électrique

Abstract

This thesis deals with the design of vibration energy harvesters. These are small systems capable of converting vibration energy into electricity to power low-power electronic devices, such as sensors. Although the recoverable power levels are often compatible with the targeted applications, the adoption of vibration energy harvesters remains limited due to their frequency selectivity. This last point is a major technological issue that we propose to overcome thanks to a strategy called electrical tuning, which allows to widen the bandwidth of these systems by associating to the harvester an electrical interface that adjusts, according to the frequency, the impedance of the load to maximize the transferred power.

Electrical tuning is known for its bandwidth performance in piezoelectric harvesters, but relatively few studies are devoted to this strategy applied to electromagnetic harvesters. However, the latter offer many advantages, notably in terms of robustness and technological maturity. The aim of this thesis is then to maximize the bandwidth of electromagnetic harvesters integrating an electrical tuning interface. The work carried out leads to an optimization method which allows to evaluate and compare theoretically the different possible architectures. This investigation leads to the proposal of a new topology of electromagnetic transducer, which we dimension, manufacture and test experimentally. Associated with an electrical tuning circuit, the bandwidth of this prototype competes with the best prototypes of the state of the art, encourages us to continue its development, and offers new perspectives concerning wideband vibration energy harvesting.

Key words: vibration energy harvesting, electromagnetic transducer, electrical tuning

Glossaire

AF	Aimant-Fer : catégorie de transducteurs électromagnétiques pour lesquels le déplacement de la masse mobile résulte en un mouvement relatif entre une source magnétique et un ensemble constitué de pièces en matériau ferromagnétique doux. La source magnétique est constituée d'aimants permanents, et éventuellement de pièces en matériau ferromagnétique doux. Le bobinage peut être fixé ou bien à la source magnétique, ou bien à l'ensemble ferromagnétique.
BA	Bobine-Aimant : catégorie de transducteurs électromagnétiques pour lesquels le déplacement de la masse mobile résulte en un mouvement relatif entre une source magnétique et un bobinage. Aucune pièce en matériau ferromagnétique doux n'est fixe dans le référentiel du bobinage.
BA-	Bobine-Aimant - : sous-catégorie de transducteurs électromagnétiques de type Bobine-Aimant pour lesquels la source magnétique est constituée d'aimants et d'aucune pièce en matériau ferromagnétique doux.
BA+	Bobine-Aimant + : sous-catégorie de transducteurs électromagnétiques de type Bobine-Aimant pour lesquels la source magnétique est constituée d'aimants et de pièces en matériau ferromagnétique doux.
NPD	<i>Normalized Power Density</i> , densité de puissance normalisée.
Δf_{-3dB}	Largeur du plus grand intervalle fréquentiel sur lequel la puissance moyenne récupérable vaut la moitié de la puissance maximale d'un récupérateur d'énergie vibratoire donné.
$\Delta f(P_0)$	Largeur du plus grand intervalle fréquentiel sur lequel la puissance moyenne récupérable est supérieure à la puissance P_0 que doit fournir un récupérateur d'énergie vibratoire donné d'après son cahier des charges.
FEM	<i>Finite Element Method</i> , méthode éléments finis.
3D	Option du logiciel ALTAIR® FLUX® permettant d'effectuer un calcul FEM sur un objet dont les nœuds de maillage sont répartis dans les trois dimensions de l'espace (mode par défaut).
2D axisymétrique	Option du logiciel ALTAIR® FLUX® permettant d'effectuer un calcul FEM sur un objet présentant une symétrie axiale. Cette option donne lieu à une simplification de calcul.
2D plane	Option du logiciel ALTAIR® FLUX® permettant d'effectuer un calcul FEM sur un objet présentant une invariance le long d'un segment (en excluant le bobinage). Cette option donne lieu à une simplification de calcul.

Table des matières

Remerciements	II
Résumé	IV
Abstract	V
Glossaire	VI
Table des matières	VII
Introduction	1
Chapitre I : Etat de l’art et positionnement de la thèse	3
I.1 La récupération d’énergie vibratoire : définition, applications et principes de fonctionnement.....	3
I.1.1 Définition de la récupération d’énergie.....	3
I.1.2 Applications de la récupération d’énergie vibratoire	4
I.1.3 Fonctionnement d’un récupérateur d’énergie vibratoire	6
<i>I.1.3.a Résonateur mécanique</i>	7
<i>I.1.3.b Transducteur électromécanique</i>	9
<i>I.1.3.c Interface électronique</i>	11
I.2 Positionnement de la thèse.....	12
I.2.1 Stratégies larges bandes dans la littérature.....	13
<i>I.2.1.a Résonateurs multimodaux</i>	13
<i>I.2.1.b Structures non-résonantes</i>	14
<i>I.2.1.c Résonateurs non-linéaires</i>	16
<i>I.2.1.d Résonateurs intégrant un dispositif d’ajustement de la fréquence de résonance</i>	18
<i>I.2.1.e Stratégies larges bandes hybrides</i>	21
I.2.2 Comparaison des stratégies larges bandes.....	22
I.2.3 Problématiques traitées au cours de la thèse.....	28
Chapitre II : Classification, modélisation et optimisation des transducteurs électromagnétiques	30
II.1 Classification des transducteurs électromagnétiques	31
II.1.1 Etude d’un transducteur électromagnétique de type Bobine-Aimant sans éléments ferromagnétiques doux (type BA-) sur la base d’un modèle analytique	33
II.1.2 Etude d’un transducteur électromagnétique de type Bobine-Aimant avec éléments ferromagnétiques (type BA+) en se basant sur l’analogie de Hopkinson.....	37
II.1.3 Etude d’un transducteur électromagnétique de type Aimant-Fer (AF) en se basant sur l’analogie de Hopkinson.....	40
II.2 Modélisation des récupérateurs d’énergie vibratoire à conversion électromagnétique associés à une interface d’ajustement électrique.....	43
II.2.1 Equations électromécaniques.....	44
II.2.2 Impact de l’ajustement électrique sur la puissance moyenne récupérée.....	47
II.2.3 Expression et étude de la bande-passante	52
<i>II.2.3.a Bande-passante normalisée à -3dB</i>	53

II.2.3.b Bande-passante normalisée générale.....	54
II.3 Approche pour l'optimisation des récupérateurs d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique associés à une interface d'ajustement électrique.....	58
II.3.1 Principe de l'approche proposée	58
II.3.2 Application de l'approche aux trois topologies T1, T2 et T3.....	61
II.4 Conclusion du chapitre	65
Chapitre III : Fabrication d'un prototype à forte densité de couplage électromagnétique et élargissement de sa bande-passante par ajustement électrique	67
III.1 Présentation de la topologie T4, dimensionnement et mise en œuvre	68
III.1.1 Principe et dimensionnement.....	68
III.1.2 Structure du prototype n°1.....	70
III.2 Fabrication du prototype et performances associées.....	75
III.2.1 Fabrication et assemblage du prototype n°1.....	75
III.2.2 Caractérisation et mesure des performances du prototype n°1	77
III.3 Pistes d'amélioration du prototype n°1	87
III.3.1 Pistes d'amélioration de la masse volumique effective et de la densité de couplage électromagnétique.....	87
III.3.2 Pistes d'amélioration du facteur de qualité mécanique	89
III.4 Conclusion du chapitre	97
Chapitre IV : Continuation possible des travaux après la thèse	98
Conclusion de la thèse	102
Bilan des travaux réalisés	102
Perspectives.....	105
Annexe A : Expression analytique du flux magnétique dans le cas de la topologie T1	108
A.1 Expression analytique du flux magnétique et de sa dérivée	108
A.2 Démonstration de la proportionnalité du coefficient de transduction par rapport à la racine cubique du volume du transducteur	110
A.3 Calcul analytique du flux magnétique en pratique	111
Annexe B : Calcul de la bande-passante normalisée générale associée à PhRC-R.....	113
Annexe C : Monotonie de la bande-passante normalisée générale associée à PhRC-R	117
Annexe D : Montage de la masse mobile et des ressorts sur le prototype n°1	120
Annexe E : Modélisation d'un transducteur électromagnétique de type Aimant-Fer faisant appel à l'analogie « gyrateur-condensateur ».....	122
Annexe F : Détermination des incertitudes de mesures	128
Références.....	130
Liste des publications.....	135
Revue internationale	135
Conférences nationales	135
Brevets.....	135

Introduction

Cette thèse s'inscrit dans la thématique de la récupération d'énergie vibratoire, un domaine de recherche qui vise à alimenter certains appareils électroniques basse consommation (capteurs, microcontrôleurs, etc.) en convertissant l'énergie vibratoire ambiante en électricité. Cette thématique suscite un engouement croissant depuis ses débuts, dans les années 1980-1990, car elle pourrait favoriser l'émergence de nombreuses applications telles que les réseaux de capteurs pour la maintenance prévisionnelle dans les transports et l'industrie, la surveillance de l'état de santé des infrastructures, etc., en se libérant du besoin de câbles, de batteries et d'alimentation extérieure.

L'enjeu principal de la récupération d'énergie vibratoire est de générer suffisamment d'énergie électrique à partir d'une source vibratoire donnée. Pour cela, les récupérateurs intègrent généralement un résonateur mécanique, un composant capable d'amplifier la vibration lorsque la fréquence de cette dernière coïncide avec la fréquence propre du résonateur. Cependant, de nombreux facteurs peuvent provoquer un décalage entre la fréquence vibratoire et la fréquence propre du résonateur, par exemple la variation de la fréquence vibratoire au cours du temps (selon la nature de la source vibratoire), l'imprécision des procédés de fabrication du résonateur, ou encore la variation de la fréquence propre du résonateur au cours du temps (à cause de son vieillissement ou de la température). Un tel décalage fait chuter drastiquement la puissance récupérée, et c'est pourquoi il est important de développer des récupérateurs larges bandes, c'est-à-dire, capables de générer de l'énergie électrique sur une plus large bande de fréquences.

Cette thèse a pour objectif principal de développer la thématique de la récupération d'énergie vibratoire large bande en se focalisant sur les récupérateurs constitués d'un transducteur électromagnétique et équipés d'une interface d'ajustement électrique. Le choix de la technologie électromagnétique est motivé par sa robustesse et sa maturité industrielle par rapport aux autres technologies existantes. La méthode d'ajustement électrique est quant à elle une stratégie prometteuse pour élargir la bande-passante des récupérateurs d'énergie vibratoire avec relativement peu d'impact sur la densité de puissance par rapport aux autres stratégies larges bandes. Pour remplir cet objectif, la thèse se subdivise en quatre chapitres. Le Chapitre I présentera les enjeux de la récupération d'énergie vibratoire. Les problématiques traitées au cours de la thèse seront listées après un état de l'art des différentes solutions existantes en matière de récupération d'énergie vibratoire large bande. Le Chapitre II sera consacré à une classification des différents types de transducteurs électromagnétiques dans la littérature. L'introduction de nouvelles règles de conception, déduites d'un modèle linéaire, sera à la base d'une nouvelle méthode d'optimisation permettant de comparer entre elles plusieurs topologies de transducteurs électromagnétiques. En s'appuyant sur les résultats obtenus, le Chapitre III portera sur la fabrication d'un prototype et sur l'élargissement de sa bande-passante au moyen de l'ajustement électrique. Enfin, le Chapitre IV tiendra lieu

d'ouverture en présentant une dernière topologie de transducteur électromagnétique, dont la mise en œuvre sous la forme d'un nouveau prototype pourrait constituer une suite intéressante aux travaux de cette thèse.

Chapitre I : Etat de l'art et positionnement de la thèse

I.1 La récupération d'énergie vibratoire : définition, applications et principes de fonctionnement

Le but de cette section est de présenter le contexte amenant à la recherche d'une solution pour élargir la bande-passante des récupérateurs d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique. On commencera par définir la récupération d'énergie de façon générale en section I.1.1. On se focalisera ensuite sur le cas de la récupération d'énergie vibratoire en donnant quelques exemples d'applications en section I.1.2. Enfin, le fonctionnement d'un récupérateur d'énergie vibratoire sera détaillé en section I.1.3.

I.1.1 Définition de la récupération d'énergie

Que ce soit pour anticiper les défaillances d'un système, garantir en temps réel le fonctionnement optimal d'un processus, ou prendre des décisions de façon automatique et décentralisée, certains chercheurs – et entrepreneurs – rêvent de tirer profit des récents progrès de l'informatique en matière de traitement de données, notamment de l'intelligence artificielle. Pour remplir de telles fonctions « intelligentes », ces technologies nécessitent d'effectuer en permanence des mesures à l'aide de capteurs physiquement positionnés dans une zone spécifique pour l'application développée [1]. Au fil des dernières décennies, la miniaturisation a permis d'abaisser significativement la consommation des composants électroniques, mais malgré ces avancées, la question de l'alimentation des capteurs et de l'électronique associée peut représenter un réel défi technique pour ces applications.

En fonction du contexte applicatif, différentes solutions peuvent être mises en place pour alimenter des capteurs. On peut par exemple utiliser des câbles pour raccorder électriquement les capteurs à une source d'énergie électrique alimentée en continu. On peut aussi réaliser un transfert de puissance sans fil lorsqu'il n'est pas possible de faire passer les câbles entre la source et les capteurs. L'intégration de piles ou de batteries peut également être envisagée à condition de pouvoir assurer périodiquement leur rechargement ou leur remplacement. Enfin, il est parfois possible de faire appel à la récupération d'énergie, qui consiste à convertir en électricité l'énergie ambiante présente dans l'environnement proche du capteur. Cette thèse se focalise sur cette dernière catégorie, qui permet la plus grande autonomie.

Dans l'environnement proche des capteurs, différentes formes d'énergie peuvent être exploitées selon leur disponibilité. On peut par exemple convertir l'énergie de la lumière à l'aide de panneaux solaires, l'énergie des ondes radio à l'aide d'antennes redresseuses, l'énergie des flux thermiques à l'aide de modules Seebeck. Il est aussi possible de récupérer l'énergie issue de divers mouvements mécaniques (vibrations, chocs, déformations, etc.) en

ayant recours à des transducteurs électromécaniques. La Figure I.1 issue de [2] indique les ordres de grandeur des densités de puissance avant conversion des récupérateurs de la littérature pour différentes sources d'énergie ambiante.

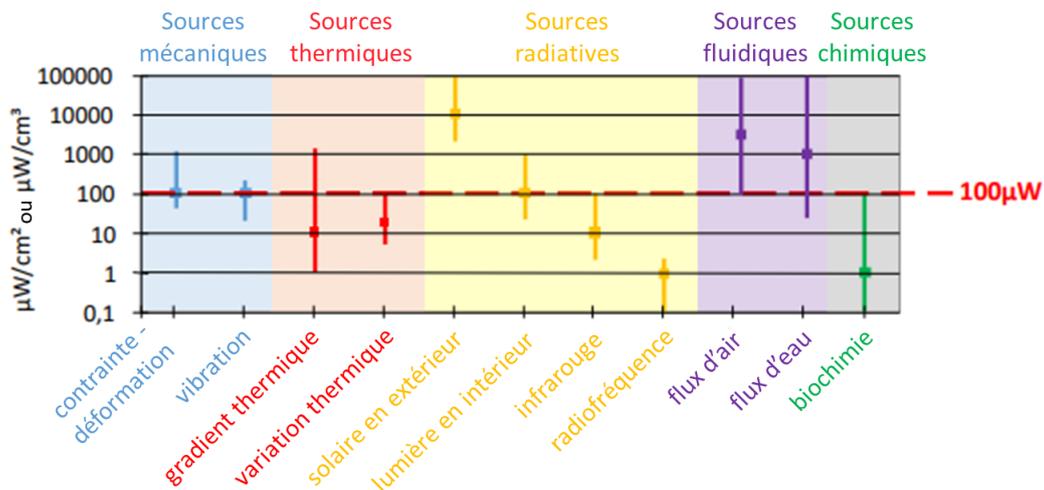


Figure I.1 – Densités de puissance avant conversion des récupérateurs de la littérature pour différentes sources d'énergie ambiante.

Dans de nombreux cas, des récupérateurs de taille centimétrique pourraient générer une puissance de l'ordre de la centaine de microwatt d'après cette figure, ce qui serait suffisant pour alimenter des systèmes électroniques basse consommation. Comme chaque milieu est différent, il est impératif de faire le bilan des sources d'énergie disponibles afin de s'assurer de la pertinence de la solution choisie vis-à-vis des contraintes de l'application (espace disponible, puissance requise, conditions spécifiques au milieu considéré, etc.).

La thèse se positionne dans le domaine de la récupération d'énergie vibratoire, que l'on présente plus précisément en section I.1.2.

I.1.2 Applications de la récupération d'énergie vibratoire

Les activités humaines (marche à pied, moyens de transports, utilisation de machines diverses, etc.) et les phénomènes naturels (vent, marées, séismes, etc.) génèrent des vibrations mécaniques qui se propagent en différents endroits. Certains de ces endroits constituent des sources exploitables pour la récupération d'énergie vibratoire, notamment lorsque le spectre fréquentiel des vibrations se réduit à quelques fréquences dominantes. Un tel cas se présente quand, par exemple, les vibrations sont générées par une machine tournante à vitesse constante (voir le spectre d'une perceuse à colonne en Figure I.2 (a) tiré de la thèse de Ghislain Despesse [3]). Le cas se présente aussi sur les structures résonantes, comme les ponts (voir le spectre des oscillations libres d'un pont après le passage d'un véhicule en Figure I.2 (b) tiré de [4]).

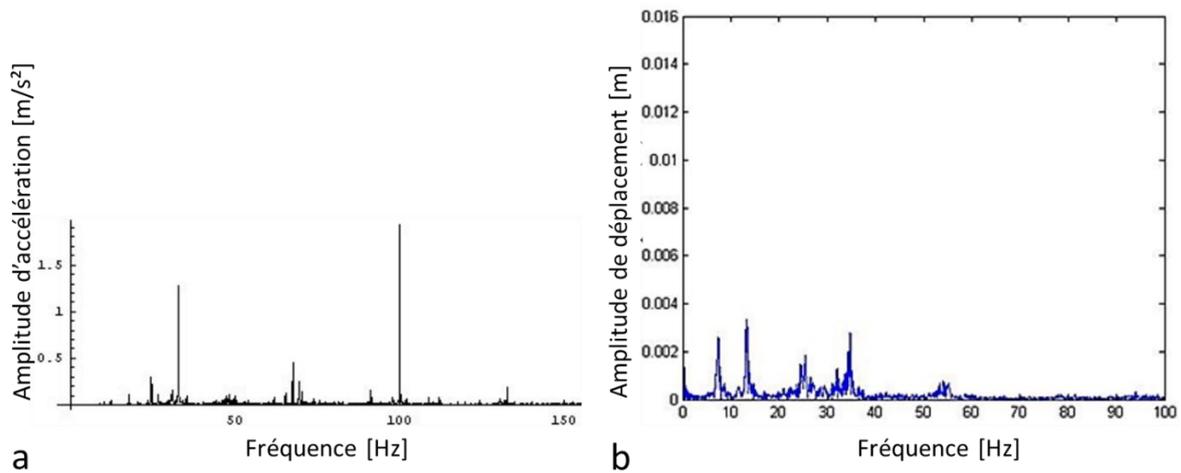


Figure 1.2 – Spectre en amplitude d'accélération de la vibration d'une perceuse à colonne, tiré de [3] (a), spectre en amplitude de déplacement de la vibration d'un pont après le passage d'un véhicule [4] (b).

De telles sources sont assimilables à des sources vibratoires monochromatiques que l'on peut caractériser par les deux grandeurs physiques suivantes : l'amplitude d'accélération $|a|$, et la pulsation vibratoire ω . A la place de ω , on peut aussi définir la fréquence vibratoire $f = \omega/2\pi$.

La Figure 1.3 donne quelques exemples de sources vibratoires, d'après [3], [4], [5] et [6], en fonction de $|a|$ et de f .

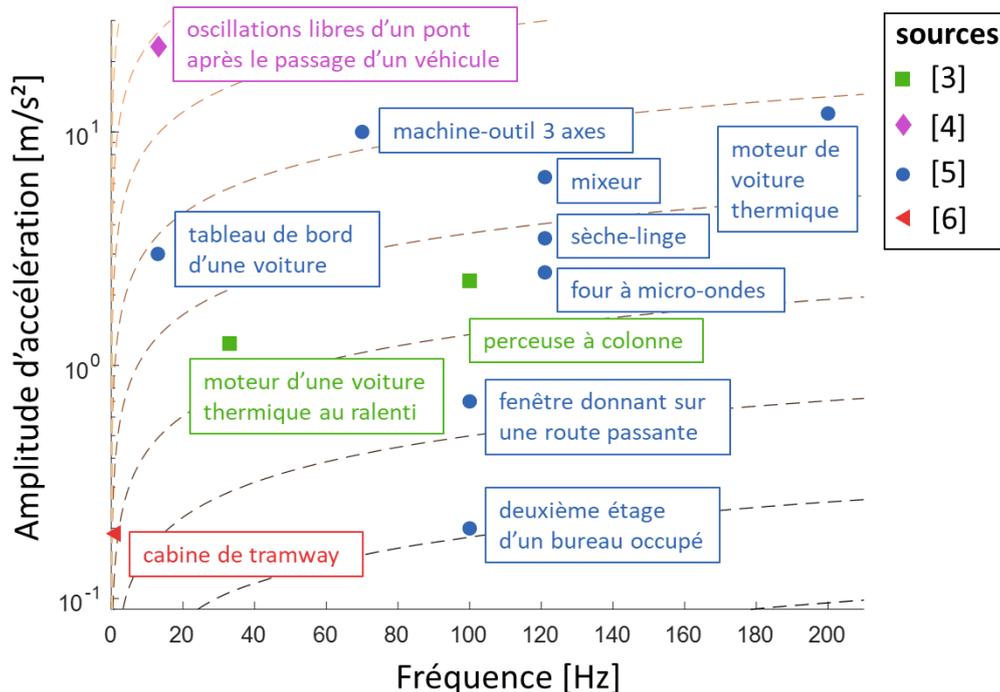


Figure 1.3 – Exemples de sources vibratoires exploitables pour la récupération d'énergie vibratoire. En notant $|a|$ l'amplitude d'accélération et f la fréquence vibratoire, les traits pointillés représentent les iso-valeurs de la quantité $|a|^2/f$.

Comme le montrera la section 1.1.3, la puissance mécanique fournie par une source vibratoire est proportionnelle à la quantité $|a|^2/f$ lorsque cette source alimente un résonateur mécanique (voir formule (1.2)). C'est pourquoi les iso-valeurs de cette quantité sont

représentées en Figure I.3, révélant ainsi des disparités entre les différentes sources vibratoires sur le plan de la puissance fournie.

Certaines de ces sources d'énergie vibratoires sont actuellement exploitées. Il existe en effet des fabricants industriels proposant des solutions de récupération d'énergie vibratoire. Par exemple, l'entreprise suédoise ReVibe Energy [7] conçoit et fabrique des récupérateurs faisant appel à la technologie électromagnétique¹ dans l'objectif de mesurer l'accélération des vibrations sur des convoyeurs miniers. Ces données sont envoyées en temps réel sur un serveur afin de détecter automatiquement les signes d'une usure prématurée de ces engins. Un service de maintenance prévisionnelle basé sur l'analyse vibratoire est également proposé dans le secteur de l'industrie ferroviaire par le groupe Hitachi Rail [8] (qui a fait en 2020 l'acquisition de l'entreprise britannique Perpetuum Ltd). Ce service repose sur l'installation d'une flotte de capteurs autonomes alimentés par des récupérateurs d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique sur les wagons et les roues d'un ensemble de trains.

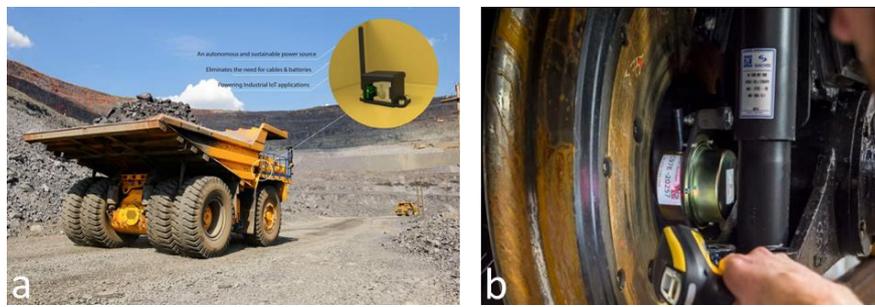


Figure I.4 – Photo d'un convoyeur minier équipé d'un récupérateur d'énergie vibratoire de ReVibe Energy [9] (a), photo d'un récupérateur d'énergie vibratoire de Perpetuum Ltd installé sur la roue d'un train [10] (b).

D'autres applications de la récupération d'énergie vibratoire sont également envisagées dans le monde de la recherche académique. Il pourrait par exemple s'agir d'alimenter des capteurs destinés à la surveillance de l'état de santé des infrastructures [4] [11], à la détection d'anomalies sur des machines vibrantes industrielles [12], à la surveillance de la pression et de la température des pneus dans le secteur automobile [13], ou encore à la supervision de réseaux hydrauliques dans le secteur du bâtiment [14]. La récupération d'énergie vibratoire pourrait aussi avoir des applications plus insolites – mais non moins utiles et pertinentes – dans le domaine de l'agriculture pour l'alimentation de capteurs enfouis sous terre [15], et aussi dans le domaine de l'écologie pour le suivi de populations d'abeilles à l'aide d'antennes émettrices miniatures [16]. Ces divers exemples amènent à penser qu'une multitude d'applications nouvelles pourraient encore être imaginées à l'avenir.

I.1.3 Fonctionnement d'un récupérateur d'énergie vibratoire

Les récupérateurs d'énergie vibratoire sont généralement constitués d'un résonateur mécanique, d'un transducteur électromécanique et d'une interface électronique. La puissance mécanique de la source vibratoire se transmet de l'un de ces constituants à l'autre au sein du récupérateur, avec une conversion du domaine mécanique au domaine électrique

¹ Cette technologie sera présentée en section I.1.3.b.

et des pertes à chaque étape. La puissance électrique est ensuite délivrée au système à alimenter, qui peut être directement un capteur (dans le cas où la puissance électrique récupérée est suffisante pour alimenter ce capteur), ou bien une batterie. Dans ce dernier cas, l'énergie stockée dans la batterie sert également à alimenter un capteur, mais en laissant à la batterie le temps de se recharger entre chaque utilisation du capteur. La Figure I.5 résume le transfert de puissance au sein d'un récupérateur d'énergie vibratoire.

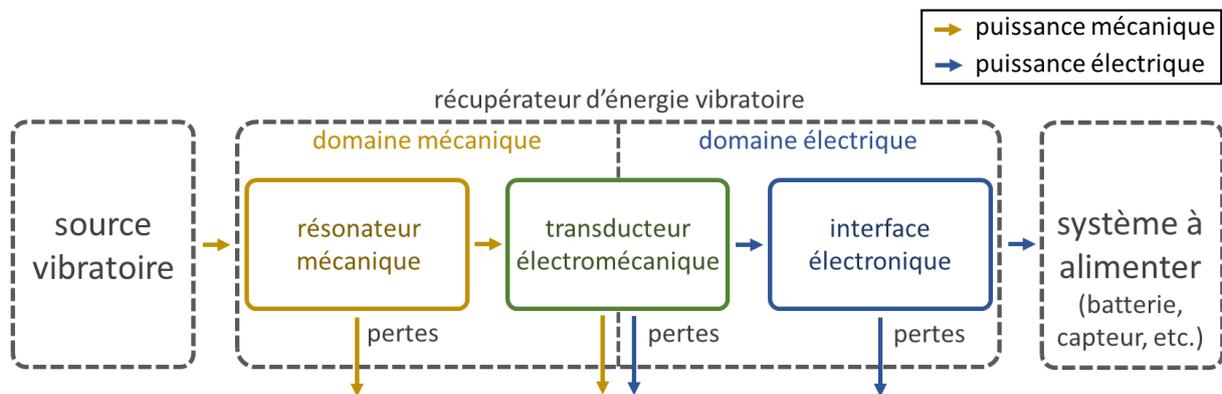


Figure I.5 – Schéma d'un récupérateur d'énergie vibratoire.

1.1.3.a Résonateur mécanique

Le résonateur mécanique consiste typiquement en une masse mobile reliée au bâti vibrant par l'intermédiaire d'un ressort. Pour une accélération vibratoire quelconque a , en notant x le déplacement de la masse mobile par rapport au bâti vibrant, un modèle très général et simple du résonateur mécanique est décrit par l'équation (I.1), où K , M et D représentent respectivement la raideur du ressort, la masse du mobile et le coefficient d'amortissement, qui décrit les pertes mécaniques liées à la déformation du ressort, l'encastrement, l'air, etc.

$$M\ddot{x} + D\dot{x} + Kx = -Ma \tag{I.1}$$

Ce modèle est représenté en Figure I.6, avec $y(t) = \iint a(t)dt^2$ désignant la position du bâti soumis à la vibration.

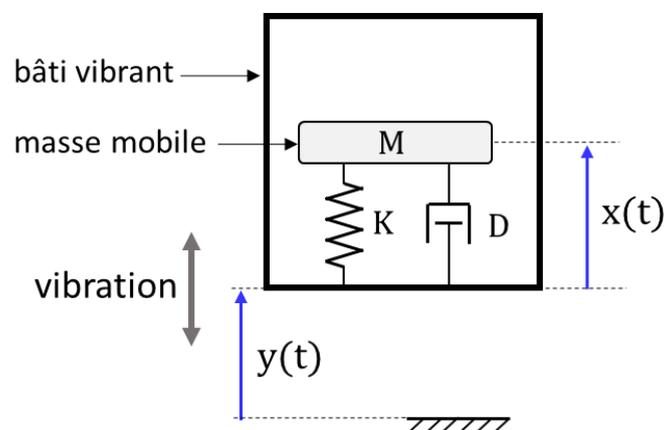


Figure I.6 – Schéma du modèle décrivant un résonateur mécanique.

Les deux principales propriétés physiques caractérisant le comportement du résonateur mécanique sont la pulsation propre $\omega_0 = \sqrt{K/M}$ et le facteur de qualité mécanique $Q = (M\omega_0)/D$. Quand le facteur de qualité est grand, le phénomène de résonance confère au récupérateur une densité de puissance élevée car il permet d'accroître la puissance mécanique fournie par la source vibratoire. Ceci n'est vrai, cependant, que si la fréquence vibratoire est proche de la fréquence propre du résonateur. En effet, pour une accélération vibratoire sinusoïdale d'amplitude $|a|$ et de pulsation ω , la puissance mécanique moyenne P_{source} fournie par la source vibratoire est donnée par la formule (I.2).

$$P_{\text{source}}(\omega) = \frac{MQ|a|^2}{2\omega_0} \cdot \frac{\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}{Q^2 \left(1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right)^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2} \quad (I.2)$$

La formule (I.2) permet de tracer, en Figure I.7, le spectre fréquentiel de la puissance mécanique moyenne fournie par la source vibratoire, normalisée par $M|a|^2/(2\omega_0)$, pour différents facteurs de qualité.

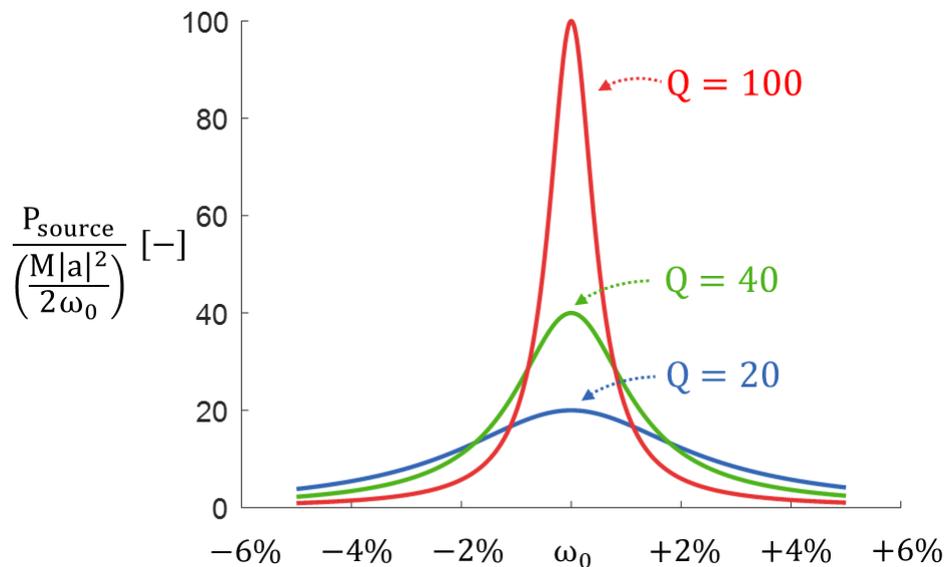


Figure I.7 – Spectre de puissance mécanique moyenne normalisée fournie par la source vibratoire en fonction de la pulsation vibratoire (exprimée en pourcentage de la pulsation propre) pour différents facteurs de qualité mécaniques.

Cette figure indique que la puissance maximale fournie par la source augmente avec le facteur de qualité. Elle montre aussi que le résonateur mécanique confère au récupérateur une sélectivité fréquentielle qui s'accroît avec le facteur de qualité. Il n'est donc pas possible de récupérer une puissance élevée sur une large gamme de fréquences.

Ce compromis entre puissance et bande-passante est souvent décrit comme un verrou technologique majeur dans le domaine de la récupération d'énergie vibratoire. En l'absence de solution permettant de s'affranchir de ce compromis, les récupérateurs sont généralement incapables de fournir une puissance suffisante lorsque la fréquence de la vibration ne coïncide pas avec la fréquence propre définie lors de la fabrication du récupérateur. Un tel décalage peut apparaître dans de nombreux cas pratiques, par exemple lorsque la fréquence de la source vibratoire varie au cours du temps, ou bien lorsque la fréquence propre du

récupérateur est différente de la valeur requise, en raison de l'imprécision du procédé de fabrication, du vieillissement des pièces mécaniques ou des variations de température. Cette difficulté à concevoir des systèmes possédant à la fois une forte densité de puissance et une bande-passante large constitue par conséquent un frein au développement industriel des récupérateurs d'énergie vibratoire.

1.1.3.b Transducteur électromécanique

Le transducteur électromécanique permet de convertir une partie de la puissance mécanique fournie par la source vibratoire en puissance électrique. Il existe différentes technologies de transducteurs électromécaniques (électromagnétique, piézoélectrique, électrostatique, triboélectrique, magnétostrictif, etc.), parmi lesquelles l'électromagnétique et la piézoélectrique sont les plus fréquemment rencontrées dans le domaine de la récupération d'énergie vibratoire [17].

La technologie électromagnétique repose sur la loi de Lenz-Faraday, qui stipule que la variation d'un champ magnétique traversant un circuit électrique provoque l'apparition d'une force électromotrice le parcourant. En pratique, les transducteurs électromagnétiques sont constitués d'une source de champ magnétique (aimants permanents), d'un circuit électrique (bobines) et parfois de pièces en matériau ferromagnétique doux. Pour réaliser une conversion du domaine mécanique au domaine électrique, le concept le plus typique repose sur la mise en mouvement d'un aimant par rapport à une bobine, ce qui induit l'apparition d'une tension aux bornes de la bobine. Ce concept est représenté schématiquement à la Figure I.8 (a), où x représente la position relative de l'aimant par rapport à la bobine, v et i , la tension et le courant respectivement induits aux bornes de la bobine, et F , la force mécanique résultant de l'interaction entre l'aimant et la bobine.

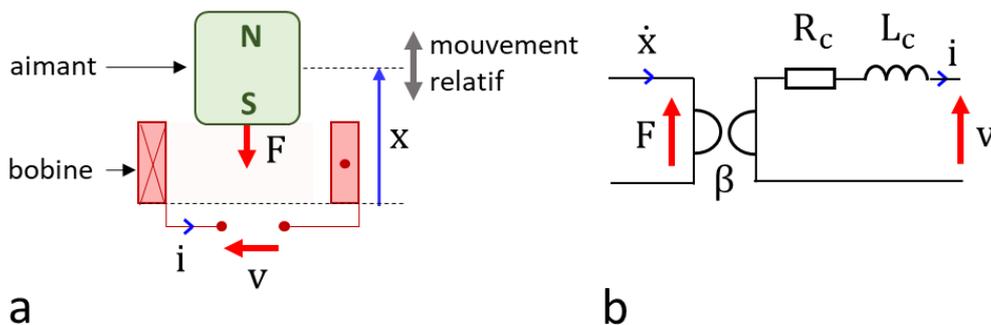


Figure I.8 - Représentation schématique d'un transducteur électromagnétique composé d'une bobine et d'un aimant (a) et schéma électrique équivalent (b).

Le comportement d'un tel transducteur peut être décrit par le système (I.3), qui est équivalent au schéma électrique de la Figure I.8 (b), où R_c et L_c correspondent respectivement à la résistance et l'inductance série de la bobine, et β est appelé coefficient de transduction électromagnétique (ce modèle est en conformité avec [18]).

$$\begin{cases} F = \beta \cdot i \\ v = \beta \cdot \frac{dx}{dt} - L_c \cdot \frac{di}{dt} - R_c \cdot i \end{cases} \quad (I.3)$$

Les transducteurs piézoélectriques reposent quant à eux sur l'effet piézoélectrique, qui traduit l'aptitude de certains matériaux à générer une différence de potentiel entre ses faces opposées lorsqu'ils sont soumis à une force mécanique. En pratique, un récupérateur qui adopte ce mode de transduction peut prendre la forme d'une poutre encastrée-libre avec une masse fixée à son extrémité, et sur laquelle est collée une couche de matériau piézoélectrique. Le fléchissement de la poutre provoque alors une force longitudinale dans le matériau piézoélectrique, ce qui se traduit par une tension à ses bornes. La Figure I.9 (a) représente le phénomène de transduction piézoélectrique avec F représentant la force mécanique appliquée sur le matériau piézoélectrique, x , sa déformation, et v et i , la tension et le courant respectivement générés à ses bornes.

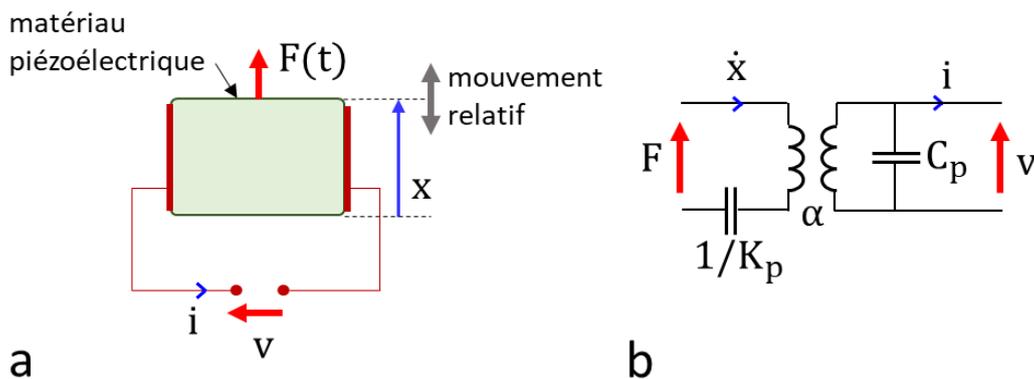


Figure I.9 - Représentation schématique d'un transducteur piézoélectrique (a) et schéma électrique équivalent (b).

Le comportement d'un tel transducteur peut être décrit par le système (I.4), qui est équivalent au schéma électrique de la Figure I.9 (b), où K_p désigne la raideur mécanique du matériau piézoélectrique quand $v = 0$, C_p , sa capacité électrique à x constant, et α , le coefficient de transduction piézoélectrique (ce modèle est en conformité avec [19]²).

$$\begin{cases} F = K_p \cdot x + \alpha \cdot v \\ i = \alpha \cdot \frac{dx}{dt} - C_p \cdot \frac{dv}{dt} \end{cases} \quad (I.4)$$

Ainsi, les transducteurs électromagnétiques et piézoélectriques peuvent être utilisés pour convertir une puissance mécanique en puissance électrique. Ils sont régis par des lois physiques différentes, ce qui signifie que les conclusions tirées pour une technologie ne sont pas nécessairement généralisables à l'autre technologie (il faut toutefois noter que ces deux modèles présentent une forte dualité, d'après la thèse d'Emmanuelle Arroyo [20]). Ces deux technologies de transducteurs présentent aussi des différences importantes en pratique. Le Tableau I.1 dresse la liste des principaux avantages et inconvénients de chaque technologie, en les répertoriant selon différentes problématiques.

² Dans un souci de comparabilité avec le système (I.3), on définit la tension de sortie en convention récepteur dans l'équation (I.4), ce qui explique pourquoi les termes contenant la tension sont de signe opposé par rapport au système décrit dans [19] où la tension est définie en convention générateur.

Tableau I.1 – Tableau comparatif des technologies piézoélectrique et électromagnétique, les avantages et inconvénients étant respectivement représentés en vert et en orangé.

Problématique	Technologie piézoélectrique	Technologie électromagnétique
Tension générée	<ul style="list-style-type: none"> Généralement haute (> 5 V) 	<ul style="list-style-type: none"> Généralement faible (< 1 V)
Volume	<ul style="list-style-type: none"> Intégration MEMS possible (mais couplage généralement faible) 	<ul style="list-style-type: none"> Difficile à miniaturiser en dessous du cm³
Robustesse	<ul style="list-style-type: none"> Risque de fatigue et de dépolarisation à forte amplitude de déplacement 	<ul style="list-style-type: none"> Indépendance du ressort vis-à-vis du transducteur Adapté à une forte amplitude de déplacement
Maturité technologique	<ul style="list-style-type: none"> Difficulté d'intégration des matériaux les plus fortement couplés (monocristaux) 	<ul style="list-style-type: none"> Procédés industriels maîtrisés

Dans cette thèse, le choix est porté sur la technologie électromagnétique du fait de ses avantages notables sur le plan de la robustesse et de la maturité des procédés de fabrication industrielle. En effet, un récupérateur plus robuste est capable de récupérer des vibrations de plus forte amplitude, ce qui ouvre la voie à davantage d'applications, donne lieu à des densités de puissance plus élevées et facilite la conception de l'ensemble ressort-transducteur. D'autre part, une technologie plus mature permet une industrialisation plus rapide et une diminution des coûts de fabrication.

1.1.3.c Interface électronique

En supposant que la fréquence vibratoire coïncide avec la fréquence propre du récupérateur, la combinaison de la source vibratoire, du résonateur mécanique et du transducteur électromécanique peut être assimilée à une source de tension en régime alternatif possédant une certaine résistance interne. Pour alimenter un capteur ou recharger une batterie, il est recommandé d'intercaler, entre le transducteur et le système à alimenter, une interface électronique capable de redresser la tension et de maximiser la puissance transmise. Un exemple d'interface électronique est présenté en Figure I.10.

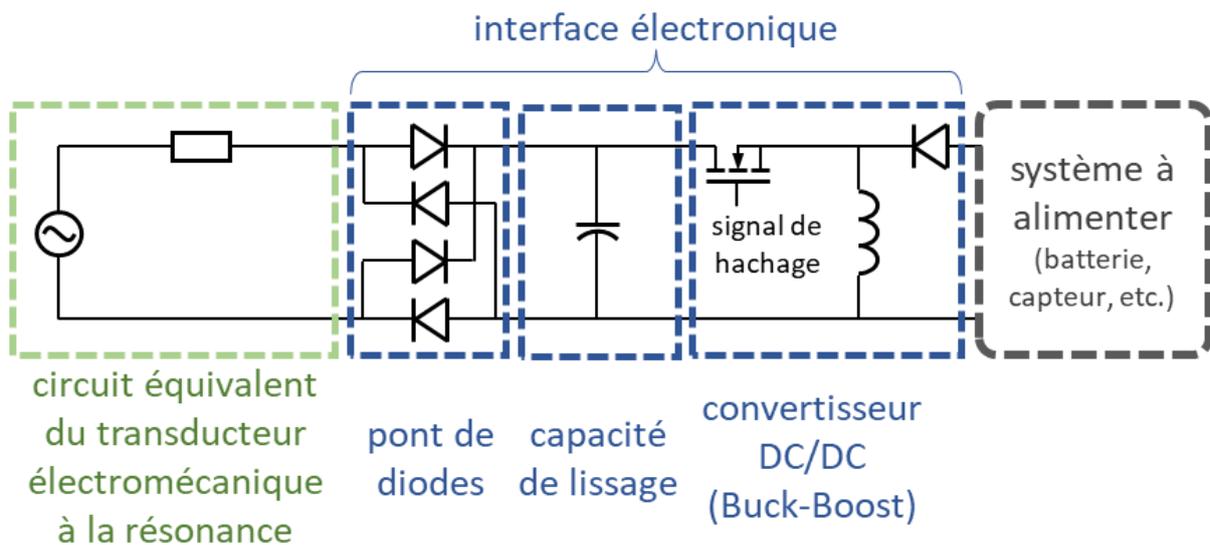


Figure I.10 - Exemple d'interface électronique insérée entre le transducteur électromécanique et le système à alimenter.

Dans cet exemple repris de [21], la tension de sortie du transducteur est redressée puis lissée, à l'aide d'un pont de diodes suivie d'une capacité de lissage. Un convertisseur DC/DC de type Buck-Boost est intercalé entre la capacité de lissage et le système à alimenter. Du point de vue de la tension redressée, ce convertisseur est équivalent à une charge résistive. En réglant la fréquence de hachage et le rapport cyclique du convertisseur, il est possible d'atteindre la résistance équivalente optimale permettant de maximiser la puissance transmise à la résonance, en vertu du théorème de maximisation du transfert de puissance³. Comme précisé dans [21], ce type d'interface électronique convient aussi bien pour des récupérateurs électromagnétiques que piézoélectriques.

L'exemple de la Figure I.10 met en œuvre une technique d'extraction communément appelée SEH (*Standard Energy Harvesting*). Avec une telle technique, en choisissant une fréquence de hachage très supérieure à la fréquence des vibrations, on peut généralement supposer que l'interface électrique est analogue à une charge résistive du point de vue du récupérateur, ce qui facilite sa modélisation. Il existe de nombreuses autres techniques d'extraction, notamment les techniques dites « non-linéaires » ou SSH (*Synchronized Switch Harvesting*), qui consistent à commander des interrupteurs en synchronisation avec la tension redressée, de sorte à connecter cette tension brièvement et périodiquement à divers éléments (inductances, capacités, sources de tension). Ces dernières techniques, qui sont souvent plus difficiles à mettre en œuvre que la technique SEH, permettent parfois de récupérer davantage de puissance, par exemple dans le cas des transducteurs piézoélectriques faiblement couplés.

Ainsi, les récupérateurs d'énergie vibratoire sont des systèmes capables de convertir les vibrations en électricité dans le but d'alimenter des capteurs ou des batteries. Ils sont généralement constitués d'un résonateur mécanique pour accroître l'énergie fournie par la source vibratoire, d'un transducteur électromécanique pour effectuer la conversion du domaine mécanique à électrique, et d'une interface électronique pour redresser la tension et maximiser la puissance transmise à la charge électrique. Le principal frein au développement des récupérateurs d'énergie vibratoire est la sélectivité fréquentielle du résonateur mécanique, ce qui pose un problème de fiabilité dans les cas où la fréquence vibratoire et la fréquence propre du résonateur ne sont pas accordées. Un autre point déterminant est le choix du type de transducteur, qui dans cette thèse est porté sur la technologie électromagnétique en raison de ses avantages pratiques sur le plan de la robustesse et de la maturité technologique.

I.2 Positionnement de la thèse

Les recherches menées par la communauté scientifique pour faire face au problème de la sélectivité fréquentielle des récupérateurs d'énergie vibratoire ont abouti à de nombreuses pistes de solutions. Toutes ces pistes sont potentiellement prometteuses mais aucune n'est tout-à-fait exempte d'inconvénients. Avant de présenter les problématiques traitées au cours de la thèse, on propose de dresser l'inventaire des différentes stratégies

³ Le théorème de maximisation du transfert de puissance sera rappelé en section II.2.2.

larges bandes rencontrées dans la littérature, de les comparer qualitativement en termes d'avantages et d'inconvénients, puis de les comparer quantitativement sur le plan de la bande-passante et de la densité de puissance normalisée.

1.2.1 Stratégies larges bandes dans la littérature

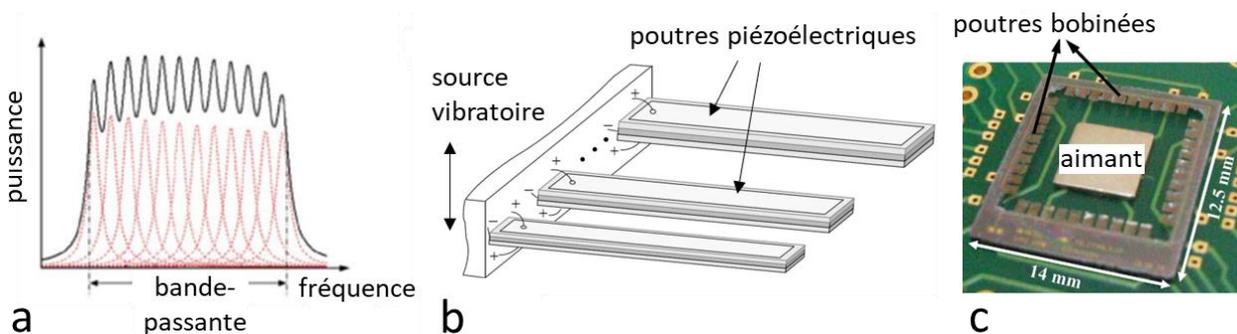
Sans prétendre fournir une classification définitive et exhaustive des stratégies larges bandes de la littérature, on propose de les répertorier parmi les quatre catégories suivantes :

- résonateurs multimodaux ;
- structures non-résonantes ;
- résonateurs non-linéaires ;
- résonateurs intégrant un dispositif d'ajustement de la fréquence de résonance.

Dans toute la suite de cette section, chaque stratégie est abordée dans le contexte d'une source vibratoire monochromatique dont la fréquence peut varier dans le temps. D'autres vibrations pourraient également être étudiées et exploitées (vibrations stochastiques, etc.) mais celles-ci sortent du cadre de cette thèse.

1.2.1.a Résonateurs multimodaux

Pour élargir la bande-passante des récupérateurs d'énergie vibratoire, les résonateurs multimodaux s'appuient sur des structures possédant plusieurs fréquences propres. Certains de ces systèmes, que l'on appellera « résonateurs à modes indépendants », sont proposés dans [22], [23], et [24]. Ils consistent à placer plusieurs résonateurs mécaniques les uns à côté des autres, sans qu'il y ait d'influence mutuelle entre chaque résonateur. Le récupérateur développé dans [24] est le seul parmi les trois références citées à avoir été implémenté en pratique. Il rassemble quarante cantilevers et exploite le mode de transduction électromagnétique, avec mise en commun de l'aimant pour réduire l'encombrement. Les exemples mentionnés dans ce paragraphe sont illustrés en Figure I.11.



Pour ce type de systèmes, on peut noter qu'un seul résonateur est mis en résonance à une fréquence donnée parmi l'ensemble des résonateurs constituant le système. De plus, un grand nombre de résonateurs est requis pour garantir la continuité du spectre de puissance sur une large bande de fréquences. Par conséquent, il semble difficile de mettre en œuvre une telle approche sans faire chuter significativement la densité de puissance.

D'autres solutions se basent sur des structures mécaniques admettant plusieurs modes de vibration interdépendants. De tels systèmes, que l'on désignera sous le nom de « résonateurs à modes interdépendants », sont susceptibles de posséder plusieurs fréquences propres tout en occupant un volume plus faible qu'une juxtaposition de résonateurs indépendants. Par exemple, le dispositif développé dans [25] consiste en un ressort bimorphe piézoélectrique découpé en « zig-zag » surmonté d'une masse répartie. Ce système présente un premier mode de vibration résonant à 33,0 Hz et un second à 43,5 Hz, ce qui permet d'élargir sa bande-passante. Le dispositif de [26] s'appuie également sur une masse répartie pour multiplier les modes de vibration, tout en adoptant une forme de ressort plus conventionnelle (poutre piézoélectrique). Le récupérateur de [27] est quant à lui constitué de quatre poutres piézoélectriques reliées entre elles via une cinquième poutre centrale. Les exemples donnés dans ce paragraphe sont illustrés en Figure I.12.

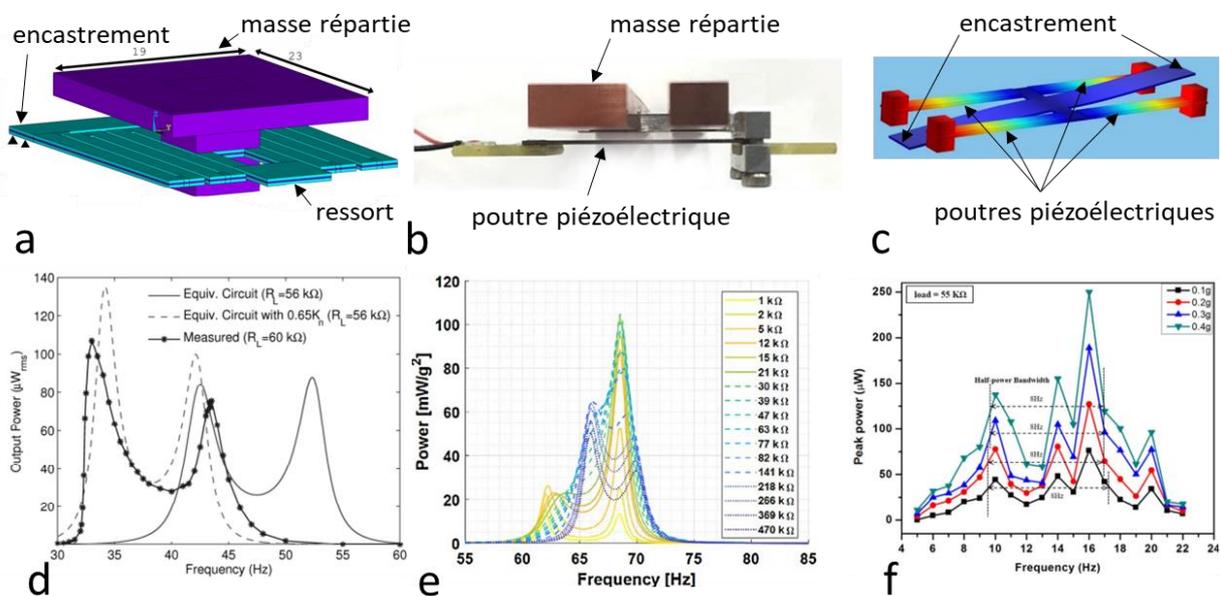


Figure I.12 – Exemples de résonateurs à modes interdépendants : [25] (a), [26] (b), et [27] (c). Spectres de puissance moyenne récupérée associées aux références citées : [25] (d), [26] (e), et [27] (f).

Pour aboutir à une bande-passante large, les résonateurs à modes interdépendants doivent présenter des modes de vibration dont les fréquences de résonance correspondantes sont assez proches pour éviter une baisse de puissance trop importante entre chaque pic. Cet aspect complexifie la conception et l'optimisation de ces structures, mais les exemples proposés constituent toutefois des pistes intéressantes pour la récupération d'énergie vibratoire large bande.

1.2.1.b Structures non-résonantes

Comme le résonateur mécanique est à l'origine de la sélectivité fréquentielle des récupérateurs d'énergie vibratoire, une manière d'élargir la bande-passante de ces systèmes est de faire appel à des structures non-résonantes. Il existe différents types de structures non-résonantes, dont les éleveurs de fréquence et les structures bistables.

Un éleveur de fréquence peut convertir les chocs en vibrations, puis en électricité. On peut également utiliser ce concept pour récupérer l'énergie d'une vibration en

convertissant préalablement cette vibration en une série d'impulsions. Par exemple, le récupérateur développé dans [28] est constitué d'une poutre souple, d'une masse mobile fixée à son extrémité, et de deux poutres piézoélectriques supplémentaires jouant le rôle de butées mécaniques flexibles. Entraînée par la vibration, la masse entre en contact avec les poutres piézoélectriques, qui vibrent à leur tour à une fréquence plus élevée et récupèrent l'énergie par transduction piézoélectrique. Un concept assez proche est proposé dans [29], avec l'ajout de poutres piézoélectriques et d'aimants modifiant la dynamique de la masse mobile. Enfin, il existe aussi des éleveurs de fréquence basés sur la conversion électromagnétique, comme celui proposé dans [30] qui consiste en une masse centrale ferreuse dont le déplacement entraîne la mise en vibration de deux aimants supplémentaires situés de part et d'autre de la masse centrale. Une vue du système présenté dans [28] est donnée à la Figure I.13 (a). La Figure I.13 (b) montre l'évolution de la tension récupérée par ce système en fonction du temps, typique d'un système résonant en réponse à une série d'impulsions, et la Figure I.13 (c) indique son spectre de puissance moyenne récupérée.

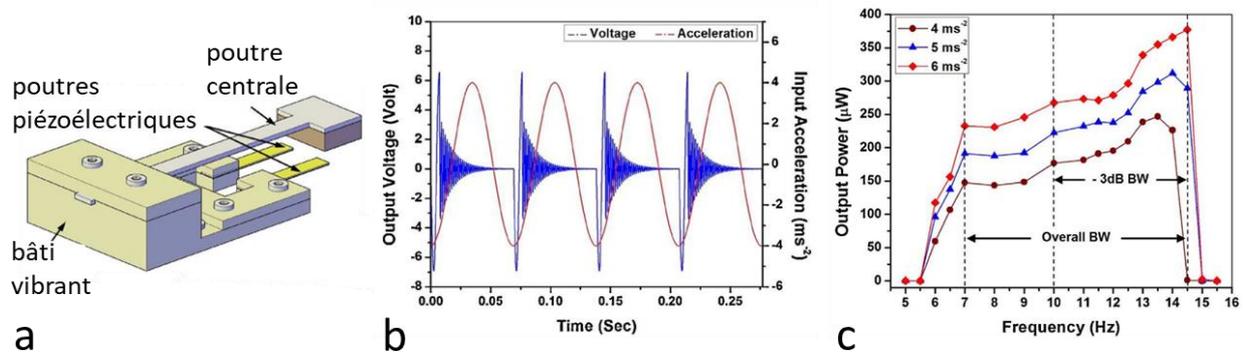


Figure I.13 – Structure d'un éleveur de fréquence [28] (a), sa tension générée superposée à l'accélération du bâti vibrant (b), et son spectre de puissance moyenne récupérée (c).

Les structures bistables sont caractérisées par une raideur négative. Leur force de rappel est généralement non-linéaire par rapport au déplacement du mobile. Le comportement de ces systèmes peut être utilisé dans le cadre de la récupération d'énergie vibratoire large bande. Par exemple, le système étudié dans [31] est constitué d'un premier aimant fixé au bout d'une poutre piézoélectrique. Un second aimant est positionné en face du premier de sorte à le repousser, ce qui abaisse la raideur équivalente du système et rend celui-ci bistable. Une caractérisation par balayage fréquentiel ascendant indique une puissance récupérable de 7,7 mW sur une bande-passante de 14,3 % par rapport à une fréquence moyenne de 11,4 Hz. On observe cependant une chute de la puissance au-delà d'une certaine fréquence (décrochage). La puissance ne remonte qu'à partir d'une valeur plus basse de fréquence lorsque l'on effectue le balayage en sens descendant. De ce comportement hystérétique, conséquence de la non-linéarité du système, il résulte que la bande-passante affichée de 14,3 % n'est atteinte que dans le cas théorique où le décrochage ne survient pas.

Une investigation approfondie est menée dans la thèse de Thomas Huguet [32] concernant les structures bistables. Sur certaines plages fréquentielles, ils peuvent présenter plusieurs orbites, c'est-à-dire plusieurs états vibratoires associés à différents niveaux de puissance récupérable. Sur une orbite de haute énergie, il est possible de récupérer un maximum de puissance, mais le système peut parfois redescendre sur une orbite de basse

énergie (décrochage). En définissant un critère pour évaluer la stabilité d'une structure bistable donnée sur chacune de ses orbites, Thomas Huguet a déterminé les conditions à satisfaire pour passer d'une orbite de basse énergie à une orbite de haute énergie. Son prototype final intègre un dispositif permettant d'effectuer des sauts d'orbites et récupère une puissance moyenne de $132 \mu\text{W}$ sur une bande-passante de 23,8 % par rapport à une fréquence moyenne de 148,4 Hz. Grâce à ce dispositif de saut d'orbites, la valeur de bande-passante mentionnée est valable dans des conditions vibratoires plus générales que dans le cas de [31]. En revanche, ce dispositif de saut d'orbite requiert l'utilisation d'un actionneur piézoélectrique, consommant une partie potentiellement importante de l'énergie récupérée (selon le nombre d'utilisations du dispositif de saut d'orbite). La puissance réelle du prototype est donc en pratique plus faible que sa valeur affichée. Les photos des récupérateurs proposés par [31] et [32] sont affichées respectivement en Figure I.14 (a) et (c). La Figure I.14 (b) révèle le comportement hystérétique du système décrit dans [31] au travers d'un balayage fréquentiel réalisé dans les deux sens.

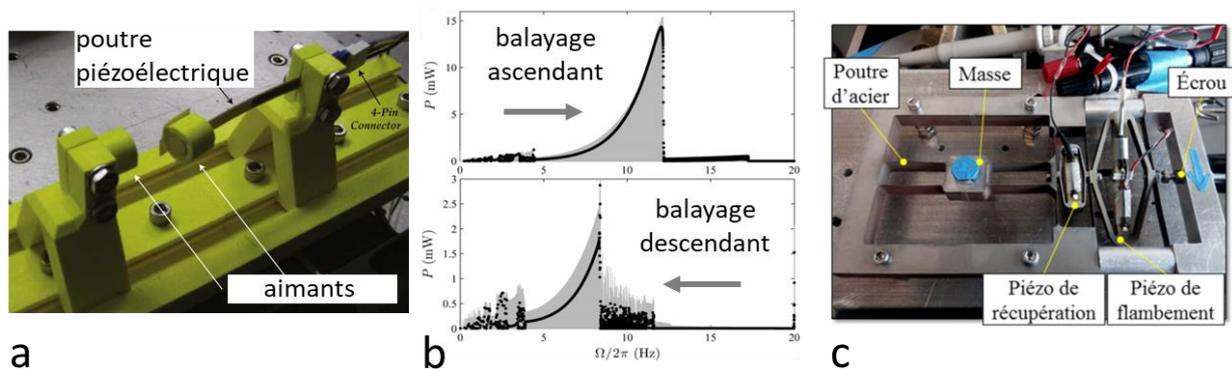


Figure I.14 - Récupérateur bistable étudié dans [31] (a), puissance récupérée dans le cas d'un balayage ascendant et descendant à une amplitude d'accélération de 4.9 m/s^2 (b). Récupérateur développé par Thomas Huguet [32] (c).

1.2.1.c Résonateurs non-linéaires

Les résonateurs non-linéaires sont des systèmes monostables (raideur positive) avec une force de rappel non-linéaire par rapport au déplacement de la masse mobile. Ils ont un comportement similaire à celui des structures bistables dans le sens où ils admettent plusieurs orbites sur certaines plages fréquentielles. Comme les structures bistables, les résonateurs non-linéaires constituent une piste pour élargir la bande-passante des récupérateurs d'énergie vibratoire, mais ils sont également sujets au phénomène de décrochage (passage d'une orbite de haute énergie à une orbite de basse énergie) et à un comportement hystérétique selon le sens de variation de la fréquence d'entrée.

Certains résonateurs non-linéaires sont identifiés comme appartenant à la classe des oscillateurs de Duffing, c'est-à-dire ceux pour lesquels la force de rappel est une fonction polynomiale du déplacement de la masse mobile, avec un terme linéaire et un terme cubique. Si on augmente le coefficient associé à ce terme cubique dans le sens positif, le point de puissance maximale récupérée tend à se diriger vers les plus hautes fréquences, ce qui s'interprète comme un raidissement du ressort. Si on augmente ce coefficient dans le sens négatif, le point de puissance maximale récupérée se dirige vers les plus basses fréquences, ce qui s'interprète à l'inverse comme un amollissement du ressort. La Figure I.15, reprise de

[33], illustre ces différents comportements, révélant ainsi la possibilité d'élargir la bande-passante.

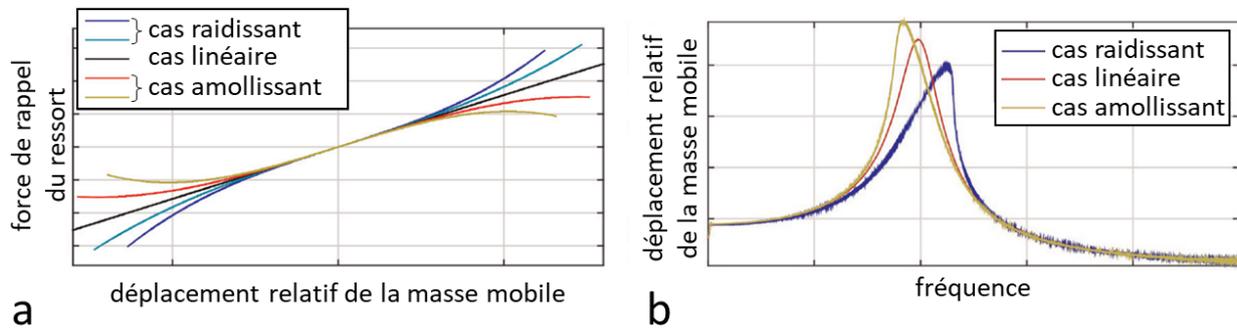


Figure I.15 – Illustration reprise de [33] des différents comportements des oscillateurs de Duffing sur le plan de la force de rappel (a) et du spectre de déplacement relatif (b).

Différentes solutions ont été proposées dans la littérature pour concevoir des résonateurs non-linéaires. La structure étudiée dans [34] est constituée d'un premier aimant fixé au bout d'une poutre piézoélectrique. Deux aimants supplémentaires modifient la raideur équivalente de la poutre de sorte à provoquer un comportement raidissant ou amollissant selon leur positionnement. Dans [35], une structure de poutre en forme de « M » induit également une non-linéarité assimilable à celle d'un oscillateur de Duffing, avec cette fois un comportement raidissant. Une autre piste pour aboutir à un résonateur non-linéaire est de faire appel à des matériaux souples et des poutres dont l'épaisseur est faible devant la longueur. C'est notamment le cas de la structure de [36] dont le ressort, constitué de deux poutres planes triangulaires en FR4 (*Flame Retardant 4*), est le siège à la fois de flexion et de traction, ce qui confère au récupérateur un comportement non-linéaire raidissant. Les exemples donnés dans ce paragraphe sont illustrés en Figure I.16.

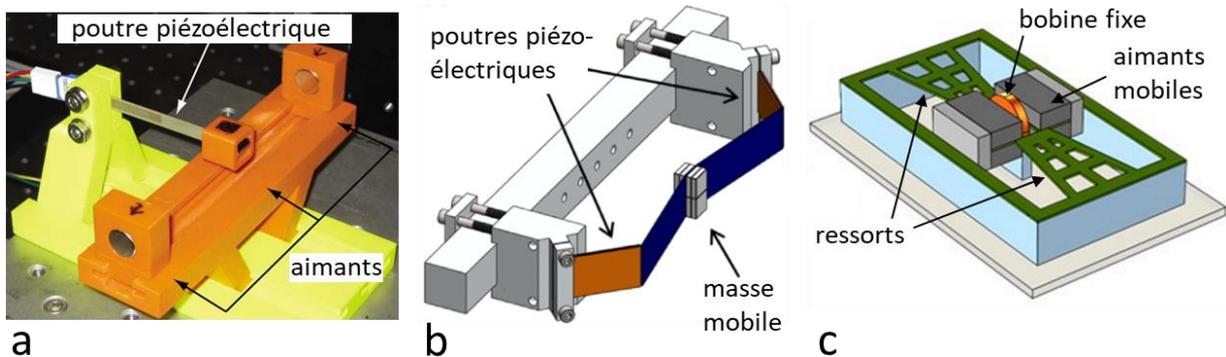


Figure I.16 – Exemples de résonateurs non-linéaires identifiés comme des oscillateurs de Duffing : [34] (a), [35] (b) et [36] (c).

L'introduction de butées mécaniques peut également induire un comportement non-linéaire à partir d'une certaine accélération. Ce phénomène est étudié dans [37] au travers d'un résonateur linéaire associé à une butée ajustable. Dans cette étude, la raideur n'est pas modélisée par une fonction polynomiale mais par une fonction linéaire par morceaux : il ne s'agit donc pas d'un oscillateur de Duffing. Cette force de rappel est tracée schématiquement à la Figure I.17 (a), qui montre également un schéma du dispositif. La Figure I.17 (b) représente quant à elle le spectre de tension récupérée sur une charge résistive de $2,7 \Omega$.

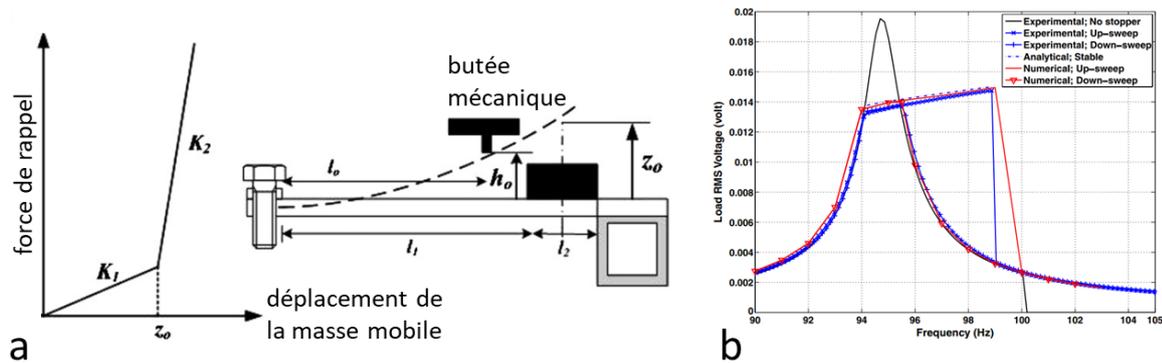


Figure 1.17 – Schéma du récupérateur développé dans [37] avec un tracé de la force de rappel théorique du ressort (a), spectre de tension sur une charge résistive de $2,7 \Omega$, avec et sans butée mécanique (b).

1.2.1.d Résonateurs intégrant un dispositif d'ajustement de la fréquence de résonance

Certains chercheurs proposent d'ajuster la fréquence de résonance des récupérateurs d'énergie vibratoire pour suivre la fréquence vibratoire quand celle-ci ne coïncide plus. Un tel ajustement réalisé en temps réel permet d'élargir la bande-passante effective de ces systèmes.

La fréquence de résonance d'un récupérateur peut être modifiée en agissant sur les paramètres mécaniques du résonateur, notamment sur la raideur du ressort. Pour cela, certaines solutions font appel à des actionneurs piézoélectriques. Par exemple, le récupérateur développé dans [38] comprend deux actionneurs piézoélectriques capables de contrôler la raideur équivalente d'un résonateur par application d'une tension, tandis que l'énergie vibratoire est récupérée à l'aide de transducteurs électromagnétiques. Ce dispositif d'ajustement consomme en permanence 150 mW pour une puissance récupérée de 1,4 mW. L'objectif final étant de prélever une partie de l'énergie électrique récupérée pour l'alimentation du dispositif d'ajustement, ce récupérateur n'est pas utilisable en pratique. Pour diminuer la consommation du dispositif d'ajustement, une solution proposée dans [39] consiste à déconnecter la source de tension de l'actionneur piézoélectrique dès que la fréquence vibratoire cesse de varier. Ce type d'ajustement mécanique est dit « semi-actif » car l'actionneur ne consomme de la puissance que lorsque la fréquence varie, par opposition à l'ajustement mécanique actif qui nécessite un apport permanent d'énergie. L'ajustement mécanique semi-actif est envisageable si la fréquence vibratoire reste fixe la plupart du temps et ne varie que ponctuellement. En effet, d'après une estimation tirée de [40], la puissance nette récupérable par le système de [39] (après soustraction de la puissance consommée par le système d'ajustement), n'est positive qu'à condition que la fréquence vibratoire ne change pas plus d'une fois toutes les vingt secondes. Ainsi, en supposant par exemple que le système d'ajustement est utilisé une fois toute les quarante secondes, la puissance nette récupérable ne vaut plus qu'environ 50 % de la puissance récupérable indiquée dans le cas où la fréquence reste fixe. Dans le cas, plus favorable, où le système d'ajustement est utilisé une fois par heure, la puissance nette récupérable est alors supérieure à 99 % de la puissance indiquée dans le cas où la fréquence reste fixe.

D'autres solutions d'ajustement mécanique semi-actifs exploitent la force magnétique des aimants pour modifier la raideur équivalente du système. Par exemple, le système développé dans [41] est composé d'un transducteur électromagnétique comprenant quatre

aimants fixés sur une poutre et une bobine fixe par rapport à celle-ci. Le système d'ajustement consiste en un cinquième aimant positionné en bout de poutre, puis un sixième aimant, fixe par rapport à la poutre et mis en rotation par un moteur électrique. Le dispositif d'ajustement consomme au minimum 22 mJ à chaque changement de fréquence. En intégrant un algorithme de modification automatique de la fréquence de résonance, le système parvient à récupérer davantage d'énergie qu'il n'en consomme au cours du temps à partir d'une accélération de 1 m/s^2 , en supposant que la fréquence vibratoire ne change pas plus d'une fois toutes les cinq minutes. Il est intéressant de noter que ce résultat dépend assez fortement de l'amplitude d'accélération. Les exemples donnés dans ces deux derniers paragraphes sont illustrés par la Figure I.18.

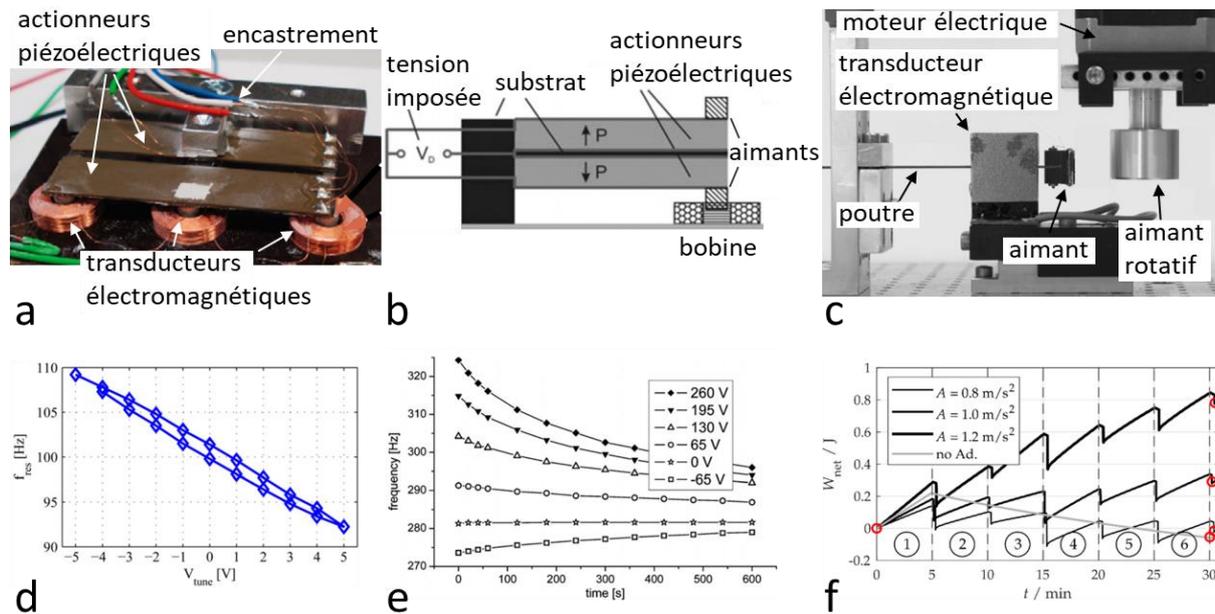


Figure I.18 – Exemples de récupérateurs avec ajustement mécanique actif et semi-actif : [38] (a), [39] (b) et [41] (c). Evolution de la fréquence de résonance en fonction de la tension imposée dans le cas de [38] (d). Evolution de la fréquence de résonance en fonction du temps après avoir déconnecté la source de tension dans le cas de [39] (e). Energie récupérée en fonction du temps par le prototype développé dans [41] lorsque la fréquence change une fois toute les cinq minutes (f).

Malgré tous les efforts pour réduire la consommation des systèmes d'ajustement mécanique actifs ou semi-actifs, ceux-ci demeurent énergivores à cause des actionneurs lorsque la fréquence vibratoire varie trop souvent. Une alternative à ces systèmes est l'ajustement mécanique passif. Il s'agit de résonateurs conçus de sorte que la fréquence de résonance s'ajuste d'elle-même (mécaniquement), sans qu'il soit nécessaire de prélever une partie de l'énergie électrique récupérée. C'est par exemple le cas des systèmes composés d'une masse en liaison glissière avec une poutre doublement encastree, comme proposés dans [42], ou avec une poutre simplement encastree dans [43]. Dans ces deux exemples, la masse ajuste sa position sur la poutre en fonction de la fréquence vibratoire de sorte à trouver un équilibre, et chaque nouvelle position d'équilibre correspond à la configuration pour laquelle la fréquence de résonance du système coïncide avec la fréquence vibratoire. Ce concept peut également s'appliquer au récupérateur présenté dans [44], qui comprend une poutre et une masse creuse à l'intérieur de laquelle deux cylindres se déplacent en fonction de la fréquence vibratoire. Les exemples donnés dans ce paragraphe sont illustrés en Figure I.19.

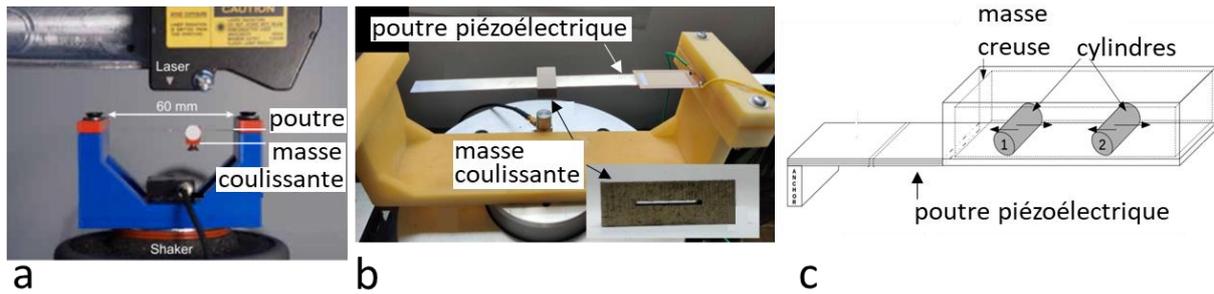


Figure 1.19 – Exemples de récupérateurs avec ajustement mécanique passif : [42] (a), [43] (b) et [44] (c).

Enfin, il est possible d'ajuster la fréquence de résonance d'un récupérateur d'énergie vibratoire en agissant sur les paramètres électriques de l'interface électronique. Ces paramètres peuvent être la résistance, la capacité ou l'inductance équivalente de l'interface vue par le transducteur. L'ajustement électrique consiste à adapter l'impédance de la charge en temps réel, de sorte à maximiser la puissance transmise sur toute une plage de fréquences vibratoires plutôt qu'à une seule fréquence comme c'est le cas avec une technique d'extraction standard.

Un premier aspect important de l'ajustement électrique est de disposer d'une interface électronique dont on peut contrôler les paramètres électriques. De tels systèmes existent dans la littérature. Par exemple, Bouhadjar Ahmed-Seddik a proposé au cours de sa thèse [45] une interface électronique basée sur la technique SEH (voir section 1.1.3.c) en y incluant un banc réglable de capacités discrètes. Cette interface, qui peut être ajustée en capacité et en résistance, est capable d'adapter l'impédance d'un récupérateur à transduction piézoélectrique sur toute une plage de fréquences. Cette stratégie pourrait aussi être appliquée aux récupérateurs électromagnétiques car la possibilité d'ajuster électriquement ces systèmes à l'aide de composants discrets est démontrée dans [18]. Une interface électronique intégrant un pont en « H » est proposée dans [46] pour un récupérateur électromagnétique : celui-ci peut émuler à la fois une résistance, une capacité et une inductance. Enfin, Adrien Morel a étudié et développé au cours de sa thèse [47] plusieurs interfaces électroniques destinées à des transducteurs piézoélectriques, en s'appuyant sur des techniques non-linéaires, et dont les paramètres peuvent aussi être ajustés pour maximiser la puissance transmise sur une certaine plage de fréquences.

Un second aspect important de l'ajustement électrique est le couplage électromécanique⁴. Plus cette grandeur est élevée, plus la bande-passante effective du récupérateur peut être élargie par le dispositif d'ajustement électrique. Ce constat appelle les chercheurs à imaginer de nouvelles architectures de récupérateurs en vue de maximiser le couplage électromécanique. C'est par exemple le cas de Bouhadjar Ahmed-Seddik qui propose un cantilever piézoélectrique à section transversale variable pour homogénéiser la contrainte mécanique dans le matériau piézoélectrique et atteindre ainsi un fort couplage électromécanique [45]. Cette question est aussi au cœur de la thèse de David Gibus [17], qui montre que l'emploi d'un cantilever piézoélectrique à masse longue permet de maximiser la

⁴ Le couplage électromécanique pour les récupérateurs piézoélectriques est défini dans [17]. Le couplage électromécanique pour les récupérateurs à conversion électromagnétique sera défini au Chapitre II de cette thèse et désigné sous le nom de « couplage électromagnétique ».

répartition longitudinale des contraintes, augmentant ainsi le couplage du récupérateur. Enfin, dans [48], la question du couplage électromécanique est abordée au sujet des récupérateurs à conversion électromagnétique. L'étude conclue que les meilleurs récupérateurs électromagnétiques sur le plan du couplage sont ceux qui s'appuient sur des circuits magnétiques à réductance variable. Les exemples donnés dans ce paragraphe sont illustrés en Figure I.20.

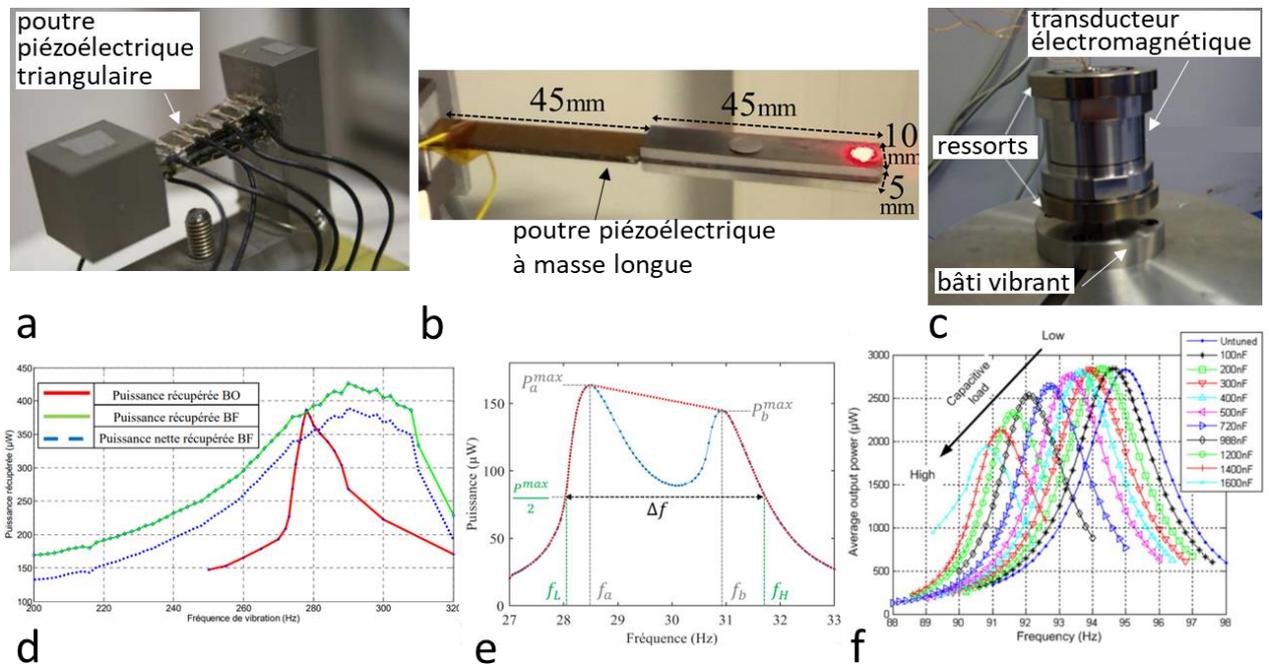


Figure I.20 – Exemples de récupérateurs conçus pour fonctionner avec un circuit d’ajustement électrique : [45] (a), [17] (b) et [48] (c). Spectres de puissance moyenne récupérée associées : [45] (d), [17] (e), et [48] (f).

1.2.1.e Stratégies larges bandes hybrides

Les pistes de solutions permettant d’élargir la bande-passante sont nombreuses, et la liste présentée dans ce chapitre ne saurait être exhaustive. Par ailleurs, la classification proposée n’exclue pas l’existence de stratégies larges bandes hybrides, s’appuyant sur des structures pouvant être classées dans plusieurs catégories à la fois. Par exemple, le récupérateur présenté dans [49], s’appuie sur un résonateur multimodal présentant un comportement non-linéaire. Une combinaison de la multimodalité et de la non-linéarité est également proposée dans [50], qui présente le dimensionnement d’un système composé de plusieurs aimants en lévitation magnétique en vue d’augmenter la bande-passante et la densité de puissance normalisée. Dans [51], le système proposé est un élévateur de fréquence qui pourrait également se classer parmi les résonateurs multimodaux, et celui figurant dans [52] exploite la non-linéarité tout en intégrant un dispositif d’ajustement mécanique passif.

Parmi les stratégies larges bandes hybrides, on peut également inclure le phénomène non-linéaire de résonance interne, observé dans certaines structures mécaniques comportant plusieurs modes couplés entre eux et pour lesquels il existe un rapport entier (strictement supérieur à 1) entre les fréquences de résonance associées à chaque mode. La réponse fréquentielle d’une telle structure est caractéristique d’un système non-linéaire, dans le sens où plusieurs orbites peuvent coexister sur certaines plages de fréquences, avec un

comportement hystérétique selon le sens de variation de la fréquence vibratoire (ces structures présentent donc les mêmes inconvénients que ceux rapportés en section 1.2.1.c au sujet des résonateurs non-linéaires). Un exemple récent de récupérateur exploitant la résonance interne est présenté dans [53] où deux résonateurs, constitués chacun d'un aimant et d'une poutre doublement encastree, sont couplés entre eux via la force magnétiques des aimants.

Une autre stratégie récente pour élargir la bande-passante, proposée dans [54], se base sur une structure composée de deux résonateurs présentant chacun une raideur non-linéaire et couplés entre eux via une force magnétique. Mais contrairement au cas décrit au paragraphe précédent concernant le phénomène de résonance interne, les fréquences de résonance associées aux deux résonateurs sont cette fois très proches. Cette configuration particulière permet de récupérer la puissance des deux résonateurs via un unique transducteur en vertu d'un phénomène appelé « localisation de l'énergie vibratoire », permettant de réduire la complexité de l'interface électronique par rapport à un système multimodal classique, tandis que la non-linéarité des deux résonateurs permet d'élargir la bande-passante.

Ces différents exemples tendent à montrer que l'élargissement de la bande-passante des récupérateurs d'énergie vibratoire est un sujet de recherche actif et que de nouvelles stratégies larges bandes pourraient encore être imaginées à l'avenir.

1.2.2 Comparaison des stratégies larges bandes

Pour mieux rendre compte des spécificités de chaque système avant de les comparer, une classification plus détaillée des stratégies larges bandes est proposée dans cette section. Les sous-catégories mentionnées en section 1.2.1 sont listées dans le Tableau 1.2, et une catégorie supplémentaire « Sans Stratégie large bande » est ajoutée à titre comparatif pour désigner les récupérateurs d'énergie vibratoire qui n'ont pas été conçus spécialement pour présenter une bande-passante large.

Tableau 1.2 – Classification détaillée des différentes stratégies larges bandes dans la littérature.

Catégorie	Sous-catégorie	Sigle
Résonateurs multimodaux	Résonateurs à Modes Indépendants	RMI
	Résonateurs à Modes Interdépendants	RMD
Structures non-résonantes	Elévateurs de Fréquence	EF
	Structures Bistables	SB
	Structures Bistables + dispositif de saut d'orbite	SB+
Résonateurs non-linéaires	Raideur Polynomiale	RP
	Butées Mécaniques	BM
Résonateurs intégrant un dispositif d'ajustement de la fréquence de résonance	Ajustement Mécanique Actif ou semi-actif	AMA
	Ajustement Mécanique Passif	AMP
	Ajustement Electrique	AE
Sans Stratégie large bande		SS

Pour comparer ces différentes stratégies quantitativement, on s'appuie sur deux critères de performances : la bande-passante à -3dB normalisée par la fréquence moyenne, et la densité de puissance normalisée.

Le premier critère, que l'on note $\Delta f_{-3dB}/f_m$, rend compte du caractère large bande d'un récupérateur. Il s'agit du plus grand intervalle de fréquences pour lesquelles la puissance moyenne récupérable est supérieure à la moitié de la puissance maximale (cet intervalle est noté Δf_{-3dB}), divisé par la fréquence moyenne f_m , que l'on définit comme la moyenne des fréquences constituant les extrémités de l'intervalle. La normalisation de Δf_{-3dB} par la fréquence moyenne résulte de la proportionnalité de Δf_{-3dB} vis-à-vis de f_m dans le cas des résonateurs linéaires.

Le second critère, que l'on note NPD (pour *Normalized Power Density*, ou densité de puissance normalisée), correspond à la puissance moyenne maximale P_{max} , divisée par le volume V et par le carré de l'amplitude de l'accélération vibratoire $|a|$. La normalisation par V et $|a|^2$ résulte de la proportionnalité de P_{max} vis-à-vis de ces grandeurs dans le cas des récupérateurs linéaires.

Le

Tableau I.3 donne différentes informations sur un ensemble de récupérateurs relevés dans la littérature, notamment ceux mentionnés en section I.2.1, et que l'on a classé parmi les différentes sous-catégories du Tableau I.2. Ces informations proviennent de données expérimentales et de graphiques relevés dans les articles ou les datasheets associés à chaque référence. La colonne « Transduction » indique si le récupérateur est à conversion électromagnétique (EM) ou piézoélectrique (PZ), voire les deux à la fois (EM+PZ). Pour faciliter la lecture, les données ont été triées dans le sens des NPD croissantes.

Tableau I.3 – Etat de l'art des stratégies larges bandes de la littérature.

Réf	NPD [kg · s ⁻¹ · m ⁻³]	Δf_{-3dB}	P _{max} [W]	a [m/s ²]	V [cm ³]	f _m [Hz]	Trans- duction	Stratégie larges bandes
		f _m [%]						
[24]	1,54 · 10 ⁻⁶	11,4	4,96 · 10 ⁻⁷	476	1,40	3486	EM	RMI
[44]	1,42 · 10 ⁻²	30,2	6,00 · 10 ⁻⁶	9,81	4,40*	52,9	PZ	AMP
[55]	5,39 · 10 ⁻²	24,9	4,56 · 10 ⁻⁵ •	5,60	27,0	170	PZ	AMA
[30]	2,17 · 10 ⁻¹	55,7	1,17 · 10 ⁻⁴	2,94	62,4	14,7	EM	EF
[27]	2,72 · 10 ⁻¹	91,8	5,86 · 10 ⁻⁵	3,92	14,0*	14,1	PZ	RMD
[56]	3,39 · 10 ⁻¹	13,3°	1,34 · 10 ⁻⁵	9,81	0,41*	102	PZ	RP
[57]	3,48 · 10 ⁻¹	61,5	1,51 · 10 ⁻³	14,7	20,0*	5,30	EM+PZ	EF
[34]	3,71 · 10 ⁻¹	24,3°	5,16 · 10 ⁻⁴	2,94	161*	12,3	PZ	RP
[39]	4,05 · 10 ⁻¹	23,3	6,88 · 10 ⁻⁵ •	10,0	1,7*	298	EM	AMA
[32]	4,14 · 10 ⁻¹	23,8	2,64 · 10 ⁻⁴ •	2,50	102*	148	PZ	SB+
[43]	6,11 · 10 ⁻¹	14,7	4,16 · 10 ⁻³	14,7	31,4*	67,8	PZ	AMP
[28]	1,33 · 10 ⁰	69,8	4,64 · 10 ⁻⁴	6,00	9,70*	10,8	PZ	EF
[58]	1,53 · 10 ⁰	40,3	3,70 · 10 ⁻³ •	2,94	279*	31,8	EM+PZ	AMA
[36]	1,74 · 10 ⁰	11,7°	6,70 · 10 ⁻⁴	9,81	4,00*	85,4	EM	RP
[59]	2,53 · 10 ⁰	15,3	4,28 · 10 ⁻⁴	3,92	11,0*	8,1	PZ	EF
[25]	2,77 · 10 ⁰	34,0	5,54 · 10 ⁻⁵	1,96	5,20*	38,8	PZ	RMD
[29]	2,83 · 10 ⁰	83,2	5,50 · 10 ⁻³	4,00	122*	5,80	PZ	EF
[37]	2,93 · 10 ⁰	5,4°	2,76 · 10 ⁻³	6,94	19,6*	95,7	EM	BM
[60]	3,01 · 10 ⁰	35,8	1,57 · 10 ⁻⁴ •	0,59	150*	80,9	EM	AMA
[61]	6,49 · 10 ⁰	3,8	5,04 · 10 ⁻⁴	4,20	4,40*	58,4	EM	AE
[62]	8,20 · 10 ⁰	11,8	6,62 · 10 ⁻⁴	5,80	2,40*	263	PZ	AE
[35]	8,87 · 10 ⁰	3,7°	7,54 · 10 ⁻⁴	0,55	281*	14,6	PZ	RP
[41]	9,47 · 10 ⁰	23,0	9,00 · 10 ⁻⁴ •	1,00	95,0*	36,4	EM	AMA
[63]	1,26 · 10 ¹	4,1	3,06 · 10 ⁻²	6,90	51,6	50,2	EM	SS
[64]	1,30 · 10 ¹	19,3°	2,56 · 10 ⁻³	6,00	5,46*	59,8	PZ	SB
[65]	1,50 · 10 ¹	37,0	4,80 · 10 ⁻⁴ •	0,80	50,0*	27,0	PZ	AMA
[26]	2,00 · 10 ¹	13,6	2,54 · 10 ⁻⁴	0,74	23,2*	66,4	PZ	RMD
[31]	3,25 · 10 ¹	14,3°	1,53 · 10 ⁻²	4,90	19,6*	11,4	PZ	SB
[9]	3,44 · 10 ¹	3,5	1,87 · 10 ⁻²	5,90	15,6	80,0	EM	SS
[66]	4,27 · 10 ¹	43,7	1,88 · 10 ⁻⁴	2,00	1,40*	108	PZ	AE
[45]	4,38 · 10 ¹	32,2	4,26 · 10 ⁻⁴	0,98	10,1*	276	PZ	AE
[67]	5,24 · 10 ¹	20,1	1,81 · 10 ⁻⁴ •	0,83	5,00*	55,4	EM	AMA
[48]	8,02 · 10 ¹	6,9	2,84 · 10 ⁻³	0,35	289*	93,4	EM	AE
[68]	1,31 · 10 ²	21,4	9,40 · 10 ⁻⁵	0,40	4,50*	29,8	PZ	AE
[17]	1,71 · 10 ²	12,3	1,92 · 10 ⁻⁴	0,50	4,50*	29,9	PZ	AE
[69]	8,73 · 10 ²	1,2	4,56 · 10 ⁻⁵	0,59	0,15*	52,9	EM	SS

◦ Selon la manière dont est réalisé le balayage fréquentiel, la bande-passante à -3dB du récupérateur est susceptible d'être plus faible en pratique que la valeur indiquée (phénomène de décrochage, hystérésis, etc.).

• Selon la fréquence d'utilisation du dispositif d'élargissement de la bande-passante, la puissance fournie par le récupérateur est susceptible d'être plus faible en pratique que la valeur indiquée.

* Le volume du récupérateur tient compte des éléments essentiels du système (ressorts, poutres, masses, transducteurs, dispositif d'élargissement de la bande-passante, etc.) sans inclure le packaging.

Les différents prototypes de la littérature ne sont pas tous au même stade de développement technologique : certains sont proches d'une version fonctionnelle et commercialisable, tels que le sont par exemple [9] et [63], tandis que d'autres en sont encore loin et n'intègrent pas de packaging. Pour rendre compte de cet aspect qui a nécessairement un impact sur la densité de puissance normalisée, le volume est marqué du symbole « * » lorsque celui-ci ne tient compte que des éléments essentiels du système. Dans ce cas, le volume est calculé comme le plus petit cylindre ou le plus petit parallélépipède rectangle (selon la forme générale du récupérateur) englobant les éléments essentiels du récupérateur au repos. Dans le cas d'une solution avec packaging, on considère le volume total du récupérateur en incluant le packaging.

Comme évoqué en section I.2.1, les structures bistables et les résonateurs non-linéaires dépourvus de dispositif de saut d'orbite ne présentent un comportement large bande que lorsque la fréquence varie dans un certain sens, sans dépasser la fréquence de décrochage. Pour tenir compte de cet aspect qui peut se traduire par une bande-passante inférieure en pratique à la valeur indiquée, la valeur correspondant à la bande-passante est marquée du symbole « ◦ » pour ces systèmes.

Certains dispositifs sont voués à prélever une partie plus ou moins importante de l'énergie électrique récupérée par le transducteur pour élargir la bande-passante, ce qui peut se traduire par une densité de puissance normalisée inférieure en pratique à la valeur indiquée. Dans ce cas, qui concernent essentiellement les systèmes intégrant un dispositif de saut d'orbite et d'ajustement semi-actif, la puissance maximale est marquée du symbole « • ». Dans le cas de l'ajustement électrique, la consommation de l'interface électronique est négligée car elle n'implique pas l'utilisation d'actionneurs, et la puissance maximale n'est donc pas marquée du symbole « • » pour ces systèmes.

La Figure I.21 donne une vue d'ensemble des stratégies larges bandes de la littérature en reprenant les données du

Tableau I.3. Cette figure indique la densité de puissance normalisée et la bande-passante à -3dB normalisée par la fréquence moyenne de chaque prototype repris de la littérature, en indiquant le type de transducteur et la stratégie dans laquelle il s'inscrit via le symbole utilisé. La référence associée à chaque symbole est marquée en gras lorsque le calcul du volume prend en compte le packaging, afin d'indiquer qu'il s'agit d'une solution proche d'une version fonctionnelle et commercialisable, et n'est pas marquée en gras dans le cas contraire.

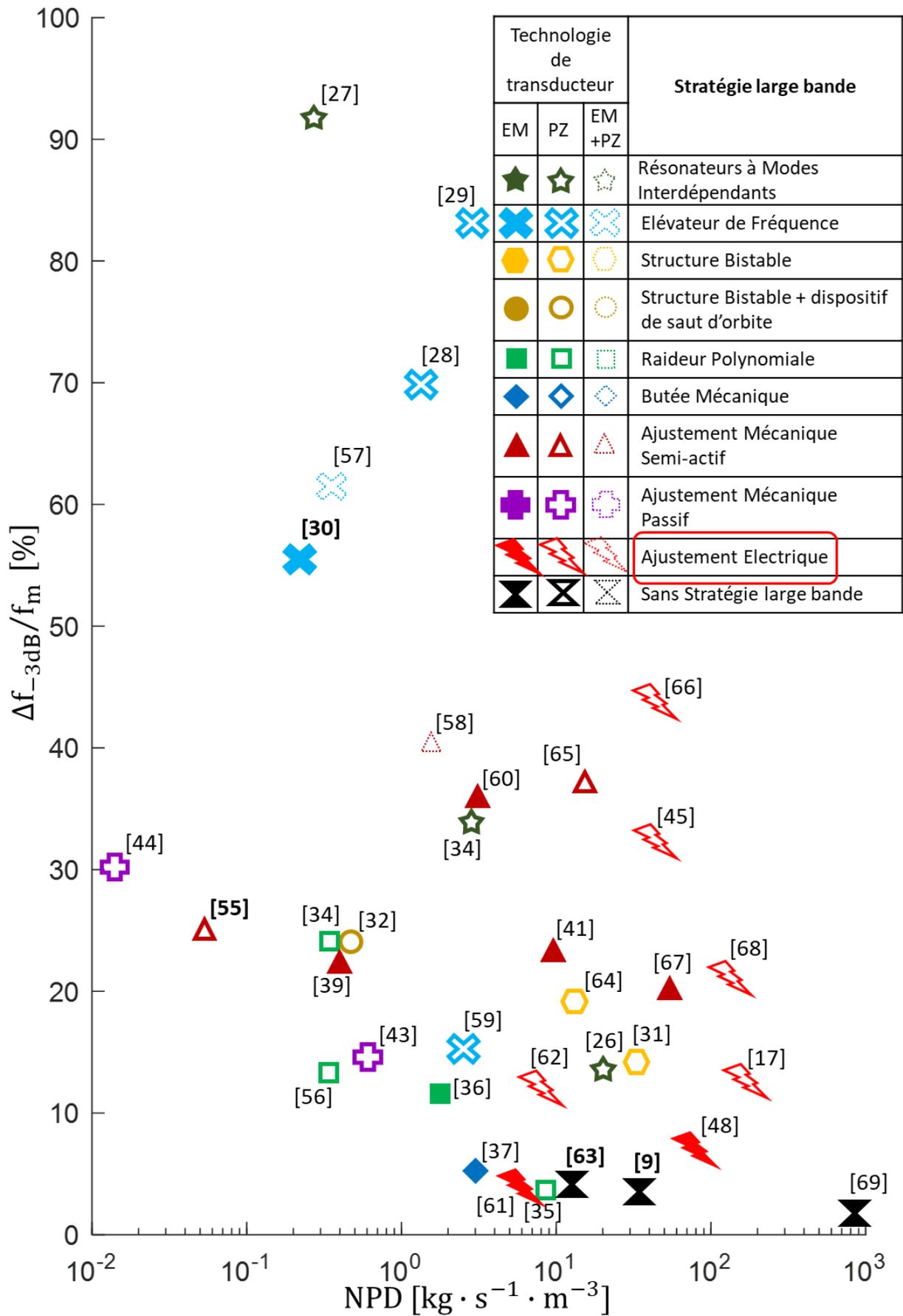


Figure I.21 – Etat de l’art des stratégies larges bandes de la littérature, sur la base des données du

Tableau I.3. La référence associée à chaque symbole est marquée en gras lorsque le calcul du volume prend en compte le packaging.

La Figure I.21 montre, sans surprise, l'existence d'un compromis entre la densité de puissance normalisée et la bande-passante à -3dB normalisée par la fréquence moyenne. D'une manière générale, les stratégies mentionnées conduisent à un élargissement de la bande-passante par rapport au cas sans stratégie large bande, mais au prix d'une diminution plus ou moins forte de la densité de puissance normalisée. Cette diminution se traduit par un étalement important de la densité de puissance normalisée (sur environ cinq ordres de grandeurs), tandis que la plupart des stratégies prises en compte dans l'étude se situent en-dessous d'une bande-passante de 50 %.

La Figure I.21 indique que les systèmes bistables et les résonateurs non-linéaires peuvent présenter des densités de puissance du même ordre de grandeur que les récupérateurs sans stratégie large bande. Cependant, les bandes-passantes indiquées ne peuvent être garanties à cause des phénomènes liés à l'hystérésis et au décrochage. Pour ces systèmes, on peut envisager la possibilité de concevoir des dispositifs de saut d'orbites, mais ces derniers requièrent l'utilisation d'actionneurs, ce qui fait craindre une consommation élevée susceptible de diminuer la densité de puissance normalisée. Pour en être sûr, il pourrait être intéressant de faire davantage de recherches dans cette thématique, car peu de dispositifs de ce type ont encore été étudiés.

Les systèmes d'ajustement mécanique semi-actif semblent également intéressants sur le plan de la densité de puissance, mais comme la valeur indiquée ne tient pas compte du dispositif d'ajustement, qui peut se révéler énergivore à cause du recours à un actionneur, la densité de puissance est nécessairement plus faible en pratique.

La Figure I.21 montre que les résonateurs multimodaux, les élevateurs de fréquence et les résonateurs avec ajustement mécanique passif sont des solutions pertinentes pour élargir très significativement la bande-passante. De plus, à notre connaissance, aucun phénomène d'hystérésis ou de décrochage n'a été rapporté jusqu'ici, et aucun actionneur n'est requis pour la mise en œuvre de ces méthodes. En revanche, il semble difficile d'atteindre des densités de puissance aussi élevées que dans le cas des autres récupérateurs.

La thèse porte sur l'étude et la conception des récupérateurs d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique associés à une interface d'ajustement électrique. En effet, les solutions d'ajustement électrique apparaissent comme un bon compromis entre bande-passante et densité de puissance, surtout concernant les récupérateurs de type piézoélectriques. Les récupérateurs électromagnétiques sont quant à eux assez peu représentés dans la thématique de l'ajustement électrique. Les prototypes développés jusqu'à présent ne se situent pas toujours aussi bien que les récupérateurs piézoélectriques sur le plan de la densité de puissance et de la bande-passante, mais puisque la technologie électromagnétique présente des avantages décisifs sur d'autres plans (voir section I.1.3), le développement de ces systèmes associés à une interface d'ajustement électrique reste un enjeu très important pour la récupération d'énergie vibratoire.

1.2.3 Problématiques traitées au cours de la thèse

Les éléments présentés dans ce chapitre conduisent à travailler sur la problématique de la bande-passante des récupérateurs d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique intégrant une interface d'ajustement électrique. L'article qui se rapproche le plus de cette thématique est [48]. Les auteurs de cet article proposent un modèle analytique d'où découle une série de règles de conception permettant d'augmenter la bande-passante à-3dB de ces systèmes. Une validation expérimentale est également proposée en vue d'illustrer certaines de ces règles de conception et de comparer deux topologies différentes de récupérateurs. Cette étude fournit des indications intéressantes et concrètes pour concevoir de tels systèmes, mais elle soulève également de nombreuses interrogations et demande à être poussée plus loin sur plusieurs aspects que l'on se propose de détailler ci-après.

Tout d'abord, les règles de conception énoncées dans l'article (aux sections 2 et 7) sont destinées à augmenter la bande-passante à -3dB du récupérateur que l'on suppose relié à une charge résistive et capacitive optimale à toute fréquence vibratoire. Pourtant, les données expérimentales affichées à la fin de l'article (figures 15 et 17, section 5) ne permettent pas de retrouver cette grandeur car les mesures sont effectuées sur des charges sous-optimales. Pour visualiser les performances optimales du prototype « MaETEM⁵ » étudié dans [48], on propose de simuler la puissance moyenne maximale récupérable sur la base des informations fournies dans l'article⁶. La Figure I.22 permet de comparer le résultat de cette simulation avec les données affichées dans l'article.

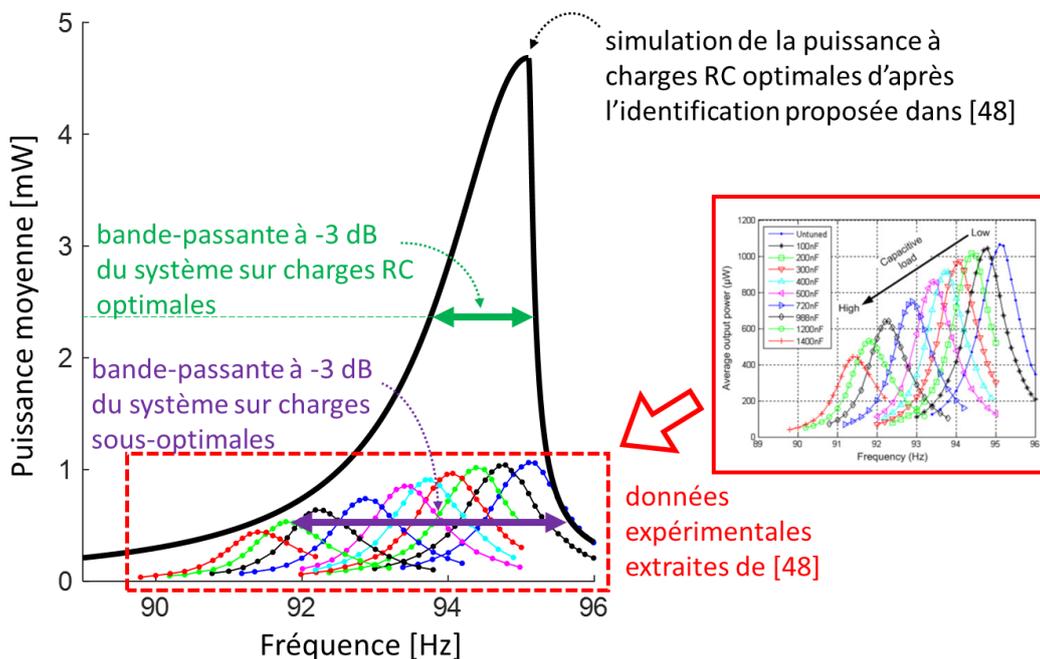


Figure I.22 – Comparaison entre les données expérimentales extraites de la figure 15 de [48], qui correspondent à la puissance du récupérateur « MaETEM » sur charges résistives et capacitives sous-optimales, et une simulation de la puissance du « MaETEM » sur charges résistives et capacitives optimales d'après les informations fournies dans l'article.

⁵ Il s'agit d'un récupérateur faisant appel à la technologie électromagnétique, basé sur la présence de circuits magnétiques à réluctance variable, conçu et fabriqué par l'entreprise Perpetuum Ltd.

⁶ La formule sur laquelle repose cette simulation sera explicitée dans le Chapitre II et s'appuie sur un modèle physique équivalent à celui décrit dans l'article [48].

D'après la Figure I.22, la bande-passante à -3dB du récupérateur sur charges optimales (indiquée en vert sur le graphique) vaut 1,5 Hz, tandis que celle du système sur charge sous-optimale vaut 3,9 Hz, soit plus de 2 fois plus. En revanche, le récupérateur sur charges optimales présente une puissance maximale plus de 4 fois supérieure à celle du récupérateur sur charges sous-optimales. Ainsi, les deux modes d'ajustement électrique (mode optimal et mode sous-optimal) sont tous les deux intéressants selon le contexte : l'un permet de privilégier la puissance au détriment de la bande-passante tandis que l'autre permet d'obtenir une bande-passante plus large mais une puissance plus faible. Les règles de conception énoncées dans l'article permettent de maximiser la bande-passante à -3dB exprimée dans le cas des charges optimales, mais il est possible que ces règles ne soient plus vraies si l'on cherche à maximiser la bande-passante dans le cas de charges sous-optimales. Pour le savoir, un critère plus général que celui de la bande-passante à -3dB doit être défini afin d'évaluer la bande-passante d'un système non plus seulement à la moitié de puissance maximale récupérable, mais aussi à d'autres niveaux de puissance. De cet aspect découlent les deux premiers objectifs de la thèse.

- **Objectif 1** : définir un critère de performance adapté à la problématique de l'élargissement de la bande-passante des récupérateurs d'énergie vibratoire.
- **Objectif 2** : étudier l'influence des différentes propriétés physiques d'un récupérateur d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique sur le nouveau critère de bande-passante afin d'en tirer des règles générales de conception lorsque le récupérateur est équipé d'une interface d'ajustement électrique.

Ensuite, la comparaison des deux prototypes « MiETEM » et « MaETEM » proposée dans l'article [48] n'est pas suffisante pour prouver que les transducteurs à réluctance variable ont nécessairement un couplage électromagnétique supérieur à celui des autres transducteurs électromagnétiques. En effet, la différence de couplage entre les deux prototypes pourrait tout aussi bien être attribuable au fait qu'ils ont un volume différent, qu'ils sont composés de matériaux différents, ou encore que l'un soit dimensionné de façon sous-optimale par rapport à l'autre (l'article ne donne pas d'informations quant à la manière dont chaque prototype a été dimensionné). Ce point justifie le troisième objectif de la thèse.

- **Objectif 3** : identifier les meilleures topologies de transducteurs électromagnétiques permettant de maximiser la bande-passante lorsque le récupérateur est équipé d'une interface d'ajustement électrique.

Les trois premiers objectifs de la thèse seront abordés au travers du Chapitre II. L'objectif final de la thèse sera quant à lui traité dans le Chapitre III.

- **Objectif 4** : fabriquer un récupérateur d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique le plus large bande possible avec une interface d'ajustement électrique.

Chapitre II : Classification, modélisation et optimisation des transducteurs électromagnétiques

Ce chapitre aborde les aspects théoriques de la thèse. Les différents points traités serviront de base au Chapitre III qui traite du développement d'un nouveau prototype et à l'élargissement de sa bande-passante par ajustement électrique.

La section II.1 est destinée à introduire le concept de couplage électromagnétique et à présenter les différents types de transducteurs électromagnétiques rencontrés dans la littérature. En section II.2, une nouvelle définition de la bande-passante sera proposée et étudiée analytiquement d'après un modèle linéaire des récupérateurs d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique équipés d'une interface d'ajustement électrique. Enfin, en s'appuyant sur un ensemble de règles de conception découlant de la nouvelle définition de la bande-passante, une nouvelle méthode d'optimisation sera décrite en section II.3 et exploitée en vue d'identifier les transducteurs électromagnétiques les plus prometteurs sur le plan de la bande-passante et de la densité de puissance normalisée.

Publications associées aux travaux de ce chapitre :

- Delattre, G., Vigne, S., Brenes, A., Garraud, N., Freychet, O., & Boisseau, S. (2022). A new approach to design electromagnetic transducers for wideband electrically-tuned vibration energy harvesting. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, 1045389X221135017.
- Delattre G, Vigne S, Brenes A, and Boisseau S, 2022 Wideband opportunities of resonant electromagnetic vibration energy harvesters thanks to electrical tuning *Journées Nationales sur la Récupération et le Stockage d'Énergie (JNRSE 2022) Présentation orale*
- Delattre G, Vigne S, Brenes A, and Boisseau S, 2021 Bandwidth opportunities of electromagnetic and piezoelectric vibration energy harvesters with electrical tuning *Journées Nationales sur la Récupération et le Stockage d'Énergie (JNRSE 2021) Présentation de poster*

II.1 Classification des transducteurs électromagnétiques

Le transducteur électromécanique est le cœur d'un récupérateur d'énergie vibratoire : son rôle est de convertir une puissance mécanique en puissance électrique. Dans le cas de la technologie électromagnétique, le principe physique de la conversion repose sur la loi de Lenz-Faraday : toute variation de flux magnétique traversant un circuit électrique se traduit par une force électromotrice le parcourant. L'enjeu d'un transducteur électromagnétique est donc d'accroître au maximum la variation de flux magnétique au cours du temps pour maximiser la puissance convertie en électricité.

A partir du déplacement de la masse mobile, il existe différentes manières de générer un flux magnétique variable traversant un circuit électrique enroulé sous la forme d'une ou de plusieurs bobines en séries. Tout d'abord, le déplacement de la masse mobile peut servir à induire un mouvement relatif entre une source magnétique et un bobinage. Ce type de transducteur sera nommé « Bobine-Aimant » et désigné par l'acronyme « BA ». On définit deux sous-catégories de transducteurs BA : ceux pour lesquels la source magnétique est constituée d'un ou de plusieurs aimants mais d'aucune pièce en matériau ferromagnétique doux (fer doux, alliage de fer-silicium, ferrite douce, etc.), et ceux pour lesquels la source magnétique comprend des éléments ferromagnétiques doux solidaires de l'aimant ou du groupe d'aimants. Ces deux sous-catégories seront désignées respectivement par les acronymes « BA- » et « BA+ ». Enfin, on définit les transducteurs « Aimant-Fer », associés à l'acronyme « AF », pour lesquels le déplacement de la masse mobile induit un mouvement relatif entre une source magnétique et un ensemble constitué d'éléments ferromagnétiques doux. Pour cette dernière catégorie de transducteurs, le bobinage peut être fixé ou bien à la source magnétique, ou bien à l'ensemble ferromagnétique. Les définitions associées aux différentes catégories relevées sont résumées dans le Tableau II.1.

Tableau II.1 – Définition des différentes catégories de transducteurs électromagnétiques.

Acronyme		Définition
BA	BA-	Catégorie de transducteurs électromagnétiques pour lesquels le déplacement de la masse mobile résulte en un mouvement relatif entre un bobinage et une source magnétique constituée uniquement d'aimants. Aucune pièce en matériau ferromagnétique doux n'est fixe dans le référentiel du bobinage.
	BA+	Catégorie de transducteurs électromagnétiques pour lesquels le déplacement de la masse mobile résulte en un mouvement relatif entre un bobinage et une source magnétique constituée d'aimants et de pièces en matériau ferromagnétique doux. Aucune pièce en matériau ferromagnétique doux n'est fixe dans le référentiel du bobinage.
AF		Catégorie de transducteurs électromagnétiques pour lesquels le déplacement de la masse mobile résulte en un mouvement relatif entre une source magnétique et un ensemble constitué de pièces en matériau ferromagnétique doux. La source magnétique est constituée d'aimants permanents, et éventuellement de pièces en matériau ferromagnétique doux. Le bobinage peut être fixé ou bien à la source magnétique, ou bien à l'ensemble ferromagnétique.

Plusieurs transducteurs BA- de la littérature sont présentés en Figure II.1.

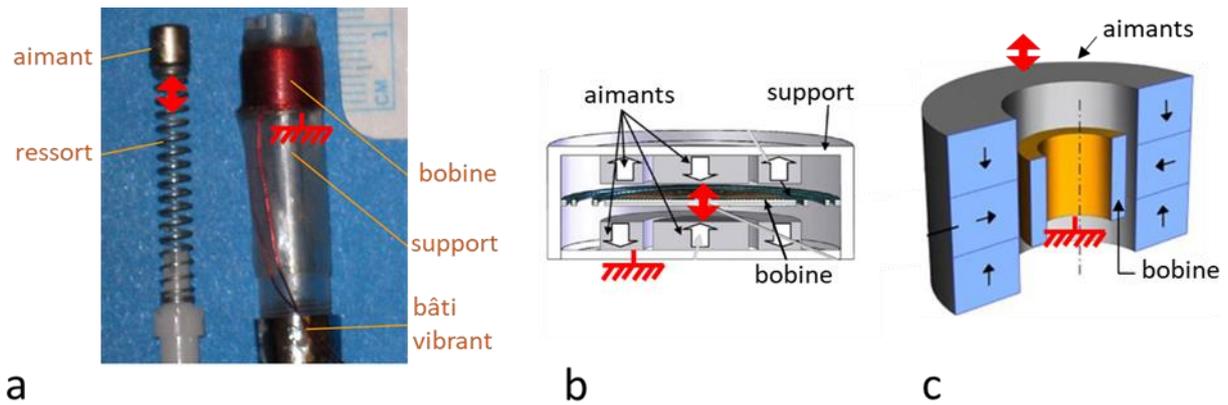


Figure II.1 – Exemples de transducteurs électromagnétiques faisant appel à un aimant ou un groupe d’aimants mobile dans le référentiel du bobinage, sans inclure d’éléments ferromagnétiques (type BA-) : [70] (a), [71] (b) et [72] (c).

Ces exemples correspondent à différentes configurations possibles de transducteurs BA-. La source magnétique peut être constituée d’un seul aimant (par exemple dans le cas de [70]) ou de plusieurs aimants (par exemple dans le cas de [72]). Une configuration avec un seul aimant sera étudiée en section II.1.1, ce qui permettra de définir quelques notions importantes pour la suite du chapitre (notamment le couplage électromagnétique).

Plusieurs transducteurs BA+ de la littérature sont représentés en Figure II.2.

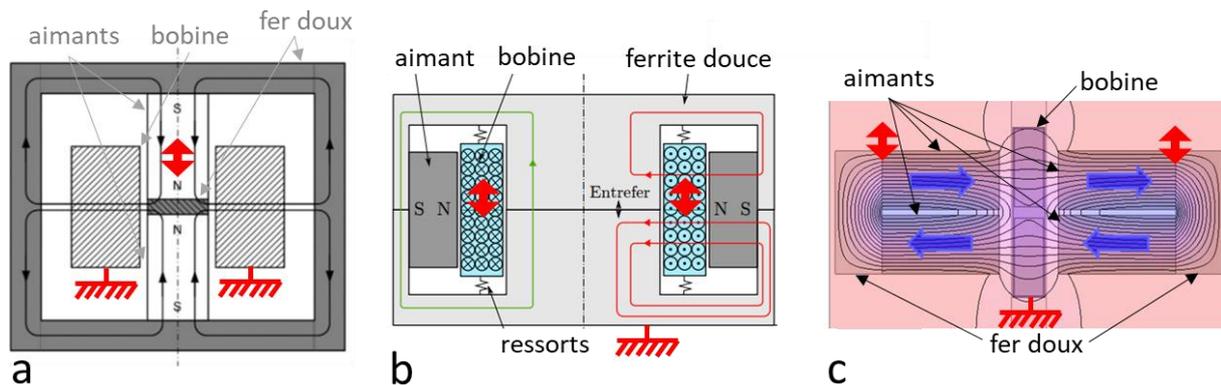


Figure II.2 – Exemples de transducteurs électromagnétiques faisant appel à un aimant ou un groupe d’aimants mobile dans le référentiel du bobinage, avec des pièces ferromagnétiques solidaires des aimants (type BA+) : « MiETEM » [48] (a), [20] (b) et [61] (c).

Les éléments ferromagnétiques doux de ces différentes topologies de transducteur permettent de canaliser le flux magnétique généré par les aimants. Une version schématique de ce type de transducteur sera étudiée en section II.1.2.

Plusieurs transducteurs AF de la littérature sont présentés en Figure II.3.

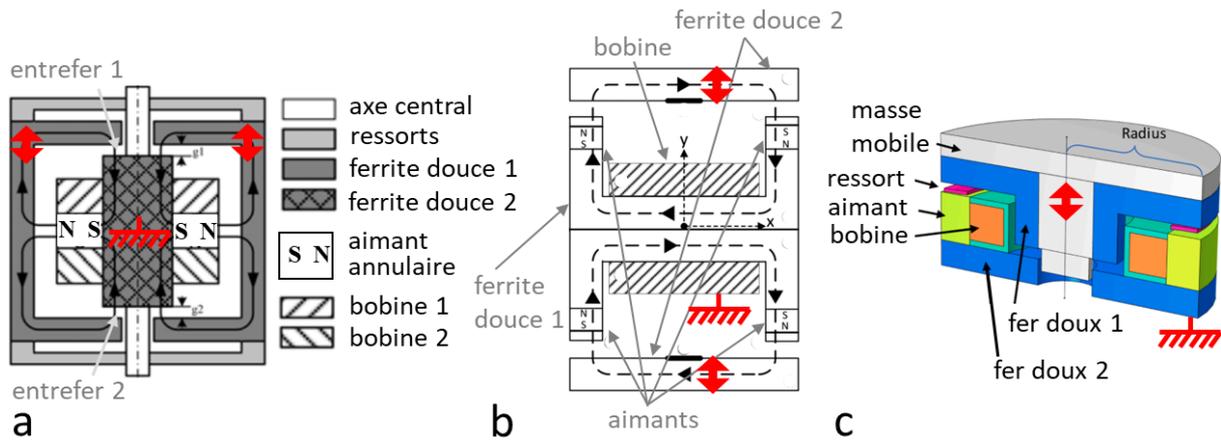


Figure II.3 – Exemples de transducteurs électromagnétiques faisant appel à un ensemble de pièces ferromagnétiques en mouvement par rapport à une source magnétique : « MaETEM » [48] (a), [73] (b) et [74] (c).

Les transducteurs AF se présentent typiquement sous la forme d'un circuit magnétique dont la réluctance varie avec le déplacement de l'ensemble ferromagnétique par rapport à la source magnétique, ce qui implique une variation de flux magnétique au sein du circuit. Par exemple, dans [73], le déplacement vers le haut de la barre ferromagnétique supérieure induit une augmentation de l'entrefer supérieur, et donc une diminution de la réluctance du circuit magnétique supérieur, et donc une variation du flux magnétique capté par le bobinage central (la même chose se produit simultanément avec la barre du bas, mais dans l'autre sens de sorte à accroître la variation de flux magnétique capté par le bobinage). Une version schématique de transducteur AF sera étudiée en section II.1.3.

II.1.1 Etude d'un transducteur électromagnétique de type Bobine-Aimant sans éléments ferromagnétiques doux (type BA-) sur la base d'un modèle analytique

Le concept de transducteur électromagnétique étudié dans cette section, que l'on désigne sous le nom de « T1 » (pour Topologie 1), est constitué d'un aimant en translation au travers de deux bobines multicouches situées de part et d'autre de l'aimant, connectées en série et enroulées en sens inverse. Un schéma de T1 est proposé à la Figure II.4.

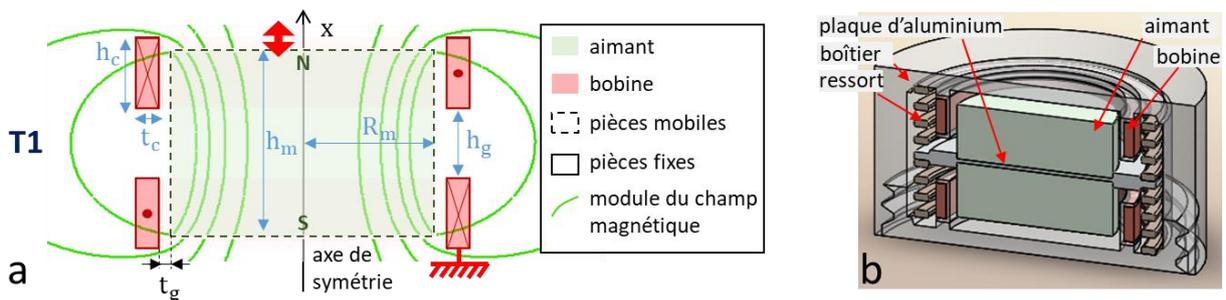


Figure II.4 – Représentation schématique de la topologie T1, un transducteur électromagnétique de type BA-, en faisant apparaître le module du champ magnétique calculé par la méthode éléments finis (FEM) avec le logiciel ALTAIR® FLUX® (a), vue en coupe d'une suggestion de mise en œuvre pratique de T1 au sein d'un récupérateur d'énergie vibratoire (b).

L'aimant, qui constitue la masse mobile du récupérateur, est polarisé axialement et se déplace le long d'un axe x qui est aussi un axe de symétrie du transducteur. L'aimant est relié mécaniquement à deux ressorts, eux-mêmes reliés au boîtier du récupérateur fixé au bâti vibrant. Le boîtier du récupérateur et les ressorts ne sont pas représentés sur le schéma de la

Figure II.4 (a) mais sur la Figure II.4 (b) qui présente une suggestion de mise en œuvre pratique du transducteur au sein d'un récupérateur d'énergie vibratoire. Grâce aux ressorts et à la disposition symétrique du récupérateur, la position d'équilibre de la masse sur l'axe x est située en position centrale par rapport aux deux bobines, position que l'on fixe en $x = 0$. La variable x désigne ainsi le déplacement relatif de l'aimant par rapport aux bobines.

Les paramètres se rapportant à la forme du transducteur sont indiqués en bleu et en noir sur la Figure II.4 (a). Parmi ces paramètres, h_c désigne la hauteur des bobines, t_c , leur épaisseur, h_m , la hauteur de l'aimant, r_m , son rayon, h_g , l'écart entre les bobines, et t_g , le jeu mécanique radial entre l'aimant et les bobines. Les autres paramètres caractérisant le transducteur sont le champ résiduel du flux magnétique de l'aimant, que l'on note B_r , le taux de remplissage de la bobine, que l'on note f_c , et le diamètre du fil constituant la bobine, que l'on note d_w .

Connaissant la composante axiale B_x du champ magnétique suivant l'axe x créé par l'aimant, dont l'expression analytique est donnée dans [75] et rappelée en Annexe A, il est possible d'exprimer le flux magnétique ϕ capté par le bobinage en intégrant B_x sur la surface de chaque spire (voir section A.1). Cette expression, obtenue en considérant un enroulement régulier de N spires pour chaque bobine avec $N \gg 1$, est donnée par l'équation (II.1).

$$\pm\phi = \phi_1 + \phi_2 \quad (\text{II.1})$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_1 = \frac{2\pi N}{t_c h_c} \int_{x_s = -\frac{h_g}{2}}^{\frac{h_g}{2} + h_c} \int_{r_s = r_m + t_g}^{r_m + t_g + t_c} \int_{r=0}^{r_s} B_x(x_s - x, r) \cdot r \cdot dr \cdot dr_s \cdot dx_s \\ \phi_2 = -\frac{2\pi N}{t_c h_c} \int_{x_s = -\frac{h_g}{2} - h_c}^{-\frac{h_g}{2}} \int_{r_s = r_m + t_g}^{r_m + t_g + t_c} \int_{r=0}^{r_s} B_x(x_s - x, r) \cdot r \cdot dr \cdot dr_s \cdot dx_s \end{array} \right.$$

Dans l'expression (II.1), ϕ_1 et ϕ_2 désignent les flux magnétiques captés par chaque bobine. Le nombre de spires N de chaque bobine est donné par l'équation (II.2).

$$N = \left(\frac{4}{\pi d_w^2} \right) f_c h_c t_c \quad (\text{II.2})$$

La dérivée par rapport à x du flux magnétique capté par chaque bobine est donnée par (II.3) et (II.4).

$$\frac{d\phi_1}{dx} = \frac{2\pi N}{t_c h_c} \int_{r_s = r_m + t_g}^{r_m + t_g + t_c} \int_{r=0}^{r_s} \left[B_x \left(\frac{h_g}{2} - x, r \right) - B_x \left(\frac{h_g}{2} + h_c - x, r \right) \right] \cdot r \cdot dr \cdot dr_s \quad (\text{II.3})$$

$$\frac{d\phi_2}{dx} = -\frac{2\pi N}{t_c h_c} \int_{r_s = r_m + t_g}^{r_m + t_g + t_c} \int_{r=0}^{r_s} \left[B_x \left(-\frac{h_g}{2} - h_c - x, r \right) - B_x \left(-\frac{h_g}{2} - x, r \right) \right] \cdot r \cdot dr \cdot dr_s \quad (\text{II.4})$$

En implémentant ces formules sur MATLAB^{®7}, il est possible de simuler le flux magnétique total et sa dérivée par rapport à x . Pour valider ces formules, on propose d'étudier un cas particulier avec les paramètres du Tableau II.2. Ces paramètres sont choisis arbitrairement, à l'exception de B_r et f_c dont le choix sera justifié à la fin de la section.

Tableau II.2 – Liste des valeurs choisies dans le cas d'étude pour valider les formules du flux magnétique et de sa dérivée.

Type de paramètre	Nom du paramètre	Valeur
Paramètres se rapportant à la forme du transducteur	h_m	5 mm
	r_m	5 mm
	h_c	5 mm
	t_c	5 mm
	h_g	2,8 mm
	t_g	1 mm
Paramètres ne se rapportant pas à la forme du transducteur	B_r	1,4 T
	f_c	50 %
	d_w	188 μm

Le tracé du flux magnétique correspondant au cas d'étude choisi est représenté en Figure II.5 (a). Celui de sa dérivée par rapport à x apparaît à la Figure II.5 (b). Des simulations FEM réalisées avec le logiciel ALTAIR[®] FLUX[®] permettent de valider les formules analytiques de (II.1) à (II.4).

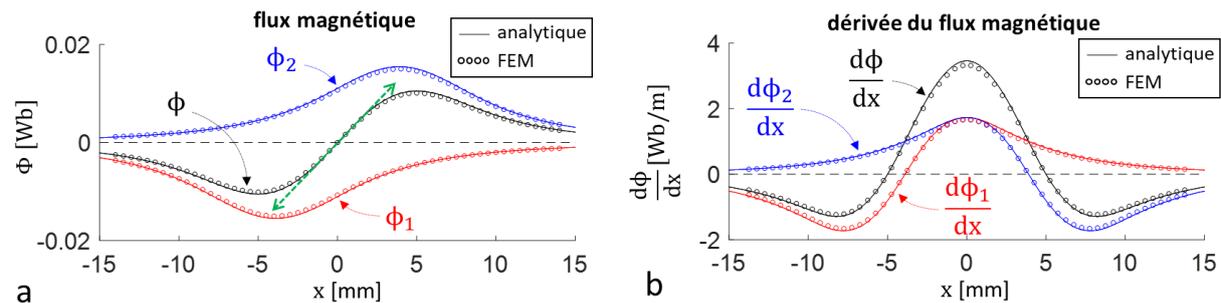


Figure II.5 – Flux magnétique (a) et dérivée du flux magnétique par rapport à x (b) dans le cas d'étude décrit par le Tableau II.2. Les courbes en traits pleins et en points discrets correspondent aux simulations analytiques et FEM respectivement. La double flèche en traits pointillés verts correspond au flux magnétique avec l'approximation des « petits déplacements ».

Le déplacement de la masse mobile autour de sa position d'équilibre $x = 0$ est souvent très faible (typiquement de l'ordre de quelques centaines de μm), et le flux magnétique en fonction de x peut dans ce cas être assimilé à une droite (voir double flèche en traits pointillés verts en Figure II.5 (a)) dont la pente, que l'on désigne sous le nom de coefficient de transduction électromagnétique, est notée β . L'équation (II.5) vient d'après cette définition.

$$\beta = \left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{x=0} \quad (\text{II.5})$$

Plus β est grand, plus la conversion énergétique entre le domaine mécanique et le domaine électrique est efficace. En reprenant les paramètres du Tableau II.2, la Figure II.6 (a) montre son évolution en fonction de h_c et de t_c .

⁷ Le principe de l'algorithme développé sur MATLAB[®] dans le cadre de cette thèse, pour calculer le flux magnétique dans le cas de la topologie T1, est présenté en Annexe A, section A.3.

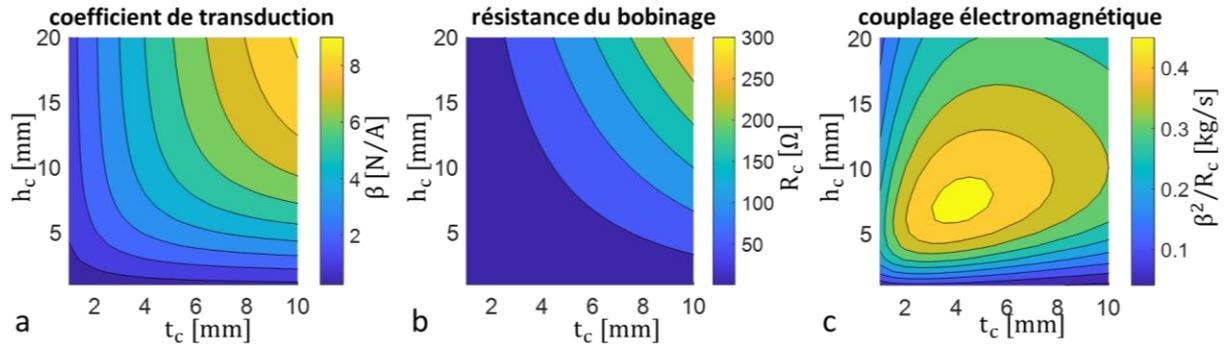


Figure II.6 – Evolution du coefficient de transduction (a), de la résistance du bobinage (b) et du couplage électromagnétique (c) en fonction des dimensions de la bobine h_c et t_c , tous les autres paramètres étant repris du Tableau II.2.

D’après la Figure II.6 (a), β augmente avec les dimensions de la bobine. En laissant le paramètre d_w constant, la résistance du bobinage suit une tendance similaire, comme on peut le voir sur la Figure II.6 (b). Son expression est donnée par l’équation (II.6).

$$R_c = 2 \cdot \frac{\pi N^2}{\sigma_w f_c} \cdot \left(\frac{t_c + 2(r_m + t_g)}{h_c t_c} \right) \quad (II.6)$$

Ainsi, plus les bobines sont grandes, plus la puissance convertie en électricité est grande, mais les pertes résistives sont également plus grandes. Il y a donc un compromis à trouver entre β et R_c pour optimiser l’efficacité de la conversion. C’est ainsi que l’on retrouve dans la littérature le rapport β^2/R_c , appelé couplage électromagnétique, qui peut être vu comme une figure de mérite à maximiser. Son évolution, tracée à la Figure II.6 (c), indique l’existence d’un dimensionnement optimal des paramètres se rapportant à la forme du transducteur.

La hauteur et l’épaisseur des bobines ne sont toutefois pas les seuls paramètres géométriques influant sur le couplage : pour un dimensionnement géométrique complet, il faudrait aussi faire varier les autres paramètres tels que r_m , h_m et h_g . On peut cependant exclure le jeu mécanique t_g dont l’influence sur le couplage est évidente : il est préférable que t_g soit le plus proche possible de zéro, tout en restant non nul pour éviter le frottement sec entre l’aimant et les bobines. Ainsi, après avoir choisi une certaine valeur $t_g > 0$, en fonction des contraintes de fabrication et du volume du transducteur, il est possible de dimensionner complètement la forme du transducteur pour maximiser le couplage électromagnétique.

A la lumière du modèle analytique proposé, le couplage électromagnétique β^2/R_c est proportionnel au volume du transducteur. Pour montrer cela, on propose de multiplier chaque paramètre se rapportant à la forme du transducteur par une quantité λ et d’étudier l’impact de cette homothétie sur β et R_c . Cette procédure permet de montrer que β est proportionnel à λ (voir Annexe A, section A.2), et que R_c est proportionnel à $1/\lambda$ (d’après (II.6)), d’où le fait que le couplage électromagnétique β^2/R_c est proportionnel à λ^3 , c’est-à-dire, au volume du transducteur. Ainsi, le volume a un impact direct sur les performances d’un transducteur électromagnétique, et il est donc important de bien préciser le volume de chaque transducteur lorsque l’on cherche à les comparer sur le plan du couplage électromagnétique.

D'autre part, le couplage électromagnétique est proportionnel au carré du champ résiduel du flux magnétique B_r de l'aimant, ainsi qu'au taux de remplissage f_c du bobinage. Ces deux résultats se retrouvent d'après les formules (II.2), (II.3), (II.4), (II.5), (II.6) et la formule du champ magnétique rappelée en Annexe A, section A.1. Par conséquent, pour qu'un transducteur électromagnétique soit performant, il faut choisir un aimant présentant un champ résiduel de flux magnétique B_r le plus élevé possible. Comme on peut le voir dans [76], les aimants utilisés dans l'industrie ont au maximum un champ résiduel B_r compris entre 1,4 T et 1,5 T, ce qui justifie la valeur choisie dans le Tableau II.2. Les bobines doivent quant à elles être enroulées en veillant à obtenir un taux de remplissage f_c le plus élevé possible. En se référant à une étude expérimentale menée dans [69] sur plusieurs bobines enroulées manuellement, la valeur de 50 % indiquée dans le Tableau II.2 correspond à un ordre de grandeur atteignable en pratique.

Enfin, en fixant la forme du transducteur, il est possible de montrer que son couplage électromagnétique est indépendant de N , ce qui revient à dire, d'après (II.2), qu'il est indépendant du diamètre du fil d_w . En effet, d'après (II.3) et (II.4), β est proportionnel à N , tandis que d'après (II.6), R_c est proportionnel à N^2 , d'où le fait que β^2/R_c est indépendant de N . Ainsi, d'après le modèle analytique développé dans cette section, le diamètre du fil d_w constituant le bobinage et le nombre de tours N n'ont, en première approximation, pas d'impact sur le couplage électromagnétique.

L'étude de la topologie T1 à l'aide d'un modèle analytique a ainsi permis de révéler quelques aspects importants concernant le couplage électromagnétique, une grandeur qui est proportionnelle au volume du transducteur, au taux de remplissage du bobinage, au carré du champ résiduel de flux magnétique de l'aimant, et qui dépend de la forme du transducteur. Les paramètres se rapportant à la forme peuvent donc être optimisés afin de maximiser le couplage électromagnétique de la topologie T1.

Pour aboutir à un couplage électromagnétique plus élevé que ce qu'il est possible d'obtenir avec le type de transducteur traité dans cette section (type BA-), l'une des possibilités fréquemment rencontrées dans la littérature est d'incorporer au transducteur des pièces en matériau ferromagnétique doux fixées à l'aimant (type BA+).

II.1.2 Etude d'un transducteur électromagnétique de type Bobine-Aimant avec éléments ferromagnétiques (type BA+) en se basant sur l'analogie de Hopkinson

Dans cette section, on propose dans un premier temps de montrer comment l'incorporation de pièces ferromagnétiques peut conduire à une augmentation du couplage électromagnétique, en se basant sur un modèle simplifié de transducteur BA+ et sur l'analogie de Hopkinson. Dans un second temps, la topologie « T2 » est introduite comme représentante typique de cet autre type de transducteur.

L'insertion d'un aimant dans un guide en matériau ferromagnétique doux permet de canaliser dans le guide les lignes du champ magnétique créé par l'aimant. En comparaison du cas où l'aimant est placé dans l'air, ceci se traduit par une augmentation du gradient de champ magnétique le long de la section du guide. Pour étudier les topologies basées sur ce concept, on considère la structure représentée à la Figure II.7 (a), composée d'un aimant de hauteur

h_m et de champ résiduel de flux magnétique B_r , insérée dans un guide ferromagnétique de section carrée S avec un entrefer de hauteur h_a au travers duquel une bobine se déplace selon un axe x .

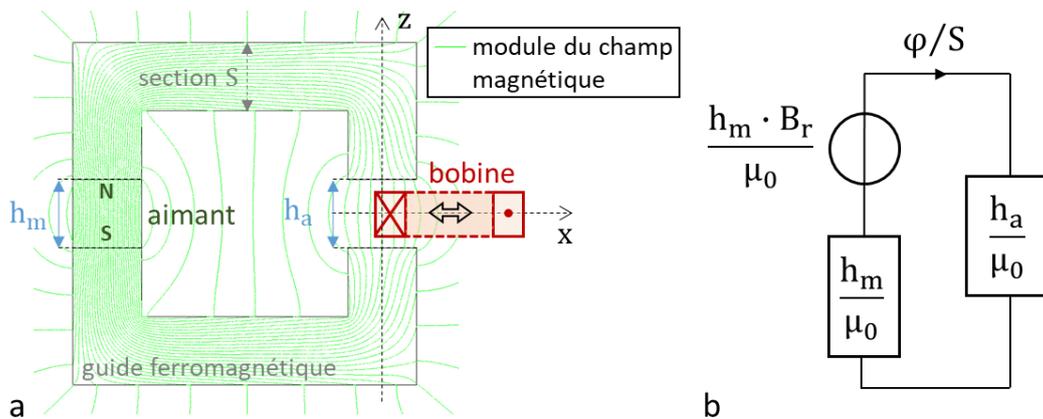


Figure II.7 – Représentation schématique d’un transducteur électromagnétique de type BA+, en faisant apparaître le module du champ magnétique calculé par FEM avec le logiciel ALTAIR® FLUX® (a) et schéma électrique équivalent d’après l’analogie de Hopkinson (b).

En faisant l’hypothèse qu’il n’y a pas de saturation dans le circuit magnétique, ni d’hystérésis magnétique, en supposant que la perméabilité magnétique de l’air constituant les entrefers du circuit est négligeable par rapport à la perméabilité du matériau composant le guide ferromagnétique, et en supposant que le flux magnétique est entièrement confiné dans le circuit (absence de flux de fuite), il est possible de faire appel à l’analogie de Hopkinson (modèle empirique reposant un parallèle entre les circuits électriques et magnétiques) pour modéliser le flux magnétique confiné dans le guide. D’après cette analogie, le schéma électrique de la Figure II.7 (b) est équivalent au circuit magnétique de la Figure II.7 (a) où φ désigne le flux magnétique circulant dans le guide (on note $\Phi = N\varphi$ le flux magnétique capté par la bobine). L’expression (II.7) résulte de cette équivalence.

$$|\varphi| = \frac{S \cdot B_r}{1 + \frac{h_a}{h_m}} \quad (II.7)$$

D’après l’équation (II.7), pour augmenter le flux magnétique circulant dans une section du guide, on peut d’une part accroître la hauteur h_m de l’aimant dans le guide, et d’autre part réduire la hauteur h_a de l’entrefer. Cette règle peut également se déduire de la Figure II.8 (a) qui représente le flux magnétique circulant au travers d’une section du guide ferromagnétique en fonction des hauteurs de l’aimant et de l’entrefer.

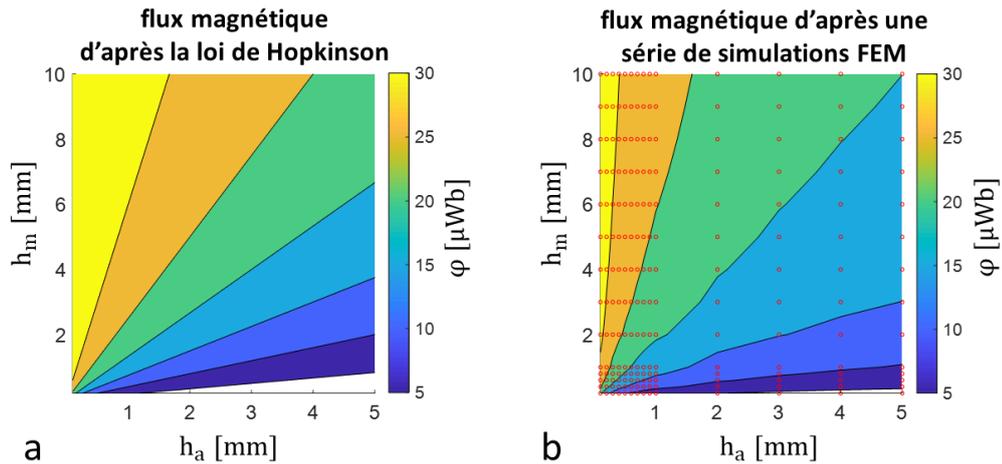


Figure II.8 – Flux magnétique circulant dans une section du guide ferromagnétique en fonction des hauteurs de l'aimant et de l'entrefer, d'après l'expression (II.7) (a), d'après une série de simulations FEM (b). Chaque cercle rouge correspond à une simulation FEM.

Le résultat d'une série de simulations FEM est représenté à la Figure II.8 (b) pour confronter la formule (II.7) à un modèle de simulation plus réaliste. On constate que (II.7) est loin d'être exacte, mais l'ordre de grandeur du flux magnétique, ainsi que la tendance selon laquelle il faut accroître h_m et réduire h_a pour augmenter le flux magnétique, est encore juste.

Intuitivement, le gradient du champ magnétique dans l'entrefer doit augmenter avec le flux magnétique dans le guide, car plus ce dernier est élevé, plus les lignes du champ magnétique apparaissent resserrées et relient les armatures de l'entrefer en ligne droite. Pour en être sûr, on propose de vérifier que la dérivée par rapport à x de la composante z du champ magnétique dans l'entrefer suit bien la même tendance que le flux magnétique. Pour cela, un calcul basé sur les simulations FEM précédentes a été réalisé afin d'obtenir la composante z du champ magnétique en fonction de x , ainsi que sa dérivée par rapport à x , pour quatre configurations différentes de h_m et de h_a . Les résultats sont présentés sur la Figure II.9.

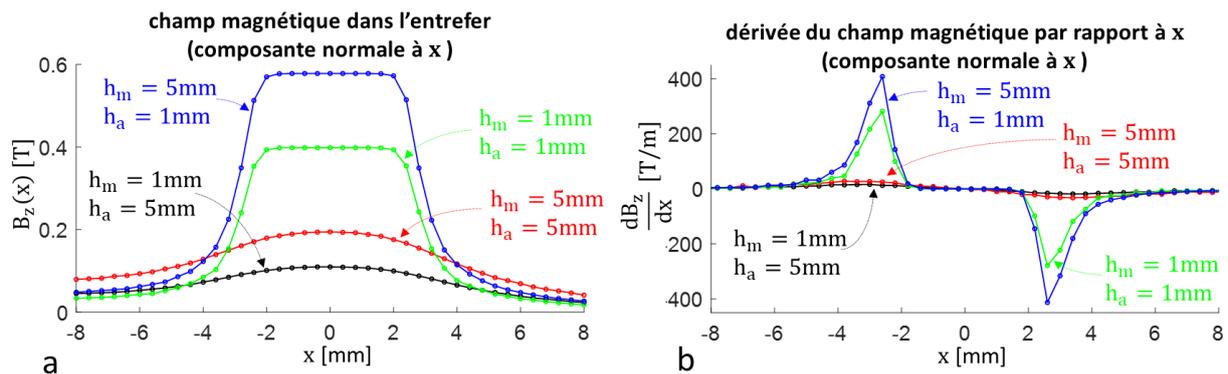


Figure II.9 – Tracé de la composante normale à x du champ magnétique dans l'entrefer en fonction de x d'après la simulation FEM de quatre configurations différentes (a), et sa dérivée par rapport à x (b).

La Figure II.9 montre que le gradient du champ magnétique dans l'entrefer est plus élevé si le flux magnétique parcourant le guide est élevé également. Cela confirme donc la nécessité de privilégier une hauteur d'aimant élevée et une hauteur d'entrefer faible pour obtenir une forte variation de champ magnétique capté par une bobine se déplaçant selon l'axe x .

Le concept que l'on propose de définir comme représentant typique de la classe des transducteurs électromagnétiques de type BA+, désigné sous le nom de « T2 », est une version compacte du dispositif présenté à la Figure II.7 (a). La topologie T2 est représentée schématiquement à la Figure II.10 (a).

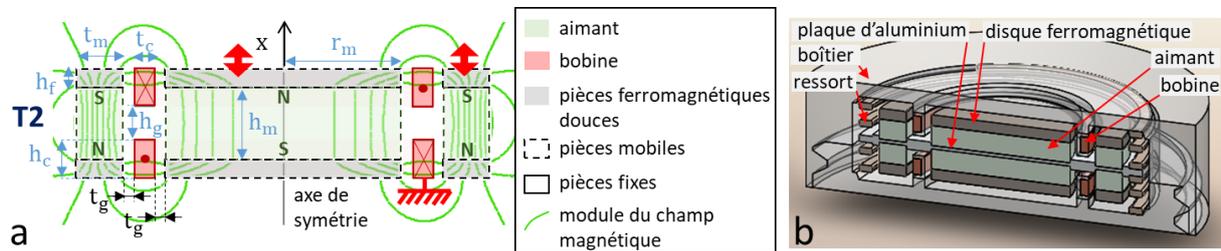


Figure II.10 – Représentation schématique du transducteur T2, qui est de type BA+, en faisant apparaître le module du champ magnétique calculé par FEM avec le logiciel ALTAIR® FLUX® (a), vue en coupe d'une suggestion de mise en œuvre pratique de T2 au sein d'un récupérateur d'énergie vibratoire (b).

T2 comporte un aimant cylindrique central magnétisé axialement et se déplaçant au travers de deux bobines positionnées de la même manière que dans le cas de T1. Cet aimant central est relié mécaniquement à un aimant toroïdal de rayon supérieur à celui des bobines. Des pièces ferromagnétiques sont collées en haut et en bas de chaque aimant. L'aimant toroïdal est magnétisé axialement, mais en sens inverse par rapport à l'aimant central, de sorte à créer une boucle de flux magnétique passant par les deux aimants, les pièces ferromagnétiques et les entrefers par lesquels les bobines peuvent circuler. Comme dans le cas de T1, on propose une mise en œuvre pratique du transducteur T2 au sein d'un récupérateur d'énergie vibratoire, représentée par la Figure II.10 (b).

Les paramètres se rapportant à la forme de la topologie T2 sont indiqués en bleu et en noir sur la Figure II.7 (a). Parmi ces paramètres, h_c désigne la hauteur des bobines, t_c , leur épaisseur, h_m , la hauteur de l'aimant central et de l'aimant annulaire, r_m , le rayon de l'aimant central, t_m , l'épaisseur de l'aimant annulaire, h_f , la hauteur des éléments ferromagnétiques, h_g , l'écart entre les bobines, et t_g , le jeu mécanique radial entre chaque aimant et les bobines.

Cette topologie particulière a été choisie pour sa compacité et son caractère réalisable sur le plan pratique. De plus, la disposition choisie résulte en un circuit magnétique constitué majoritairement d'aimants, ce qui doit résulter en un couplage électromagnétique élevé d'après les conclusions tirées de l'équation (II.7). Compte-tenu de cela, on estime que T2 devrait avoir un meilleur couplage électromagnétique que le concept T1, ce dernier étant dépourvu d'éléments ferromagnétiques pour canaliser le flux.

II.1.3 Etude d'un transducteur électromagnétique de type Aimant-Fer (AF) en se basant sur l'analogie de Hopkinson

Dans cette section, on propose d'expliquer dans un premier temps le principe des transducteurs « Aimant-Fer » en s'appuyant sur un modèle simplifié reposant sur l'analogie de Hopkinson. Dans un second temps, la topologie « T3 » sera introduite comme représentante typique de ce type de transducteurs.

Comme dans le cas des transducteurs de type BA+, les transducteurs AF ont recours à un guide en matériau ferromagnétique doux pour canaliser les lignes du champ magnétique, associé à un aimant et un entrefer. Mais contrairement aux transducteurs de la section précédente, c'est la hauteur de l'entrefer qui varie dans le temps, et non la bobine qui se déplace par rapport au guide. Cette variation d'entrefer implique une modification de la réluctance du circuit magnétique au cours du temps, ainsi qu'une variation temporelle du flux magnétique circulant dans le guide ferromagnétique. La structure représentée à la Figure II.11 (a) est un exemple schématisé de transducteur à réluctance variable comportant un aimant, de hauteur h_m et de champ résiduel B_r , ainsi qu'un entrefer, de hauteur h_a . L'aimant et l'entrefer sont tous les deux disposés en série dans un guide ferromagnétique de section S et de perméabilité infinie. La bobine est quant à elle fixe par rapport au guide.

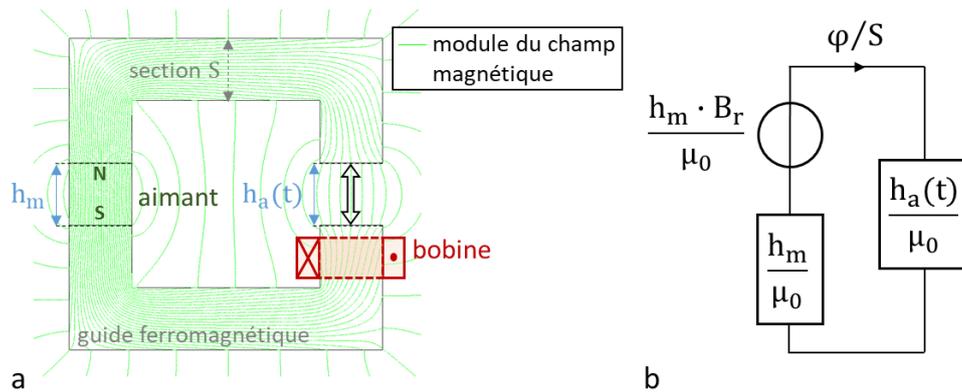


Figure II.11 – Représentation schématisée d'un transducteur électromagnétique de type AF, en faisant apparaître le module du champ magnétique calculé par FEM avec le logiciel ALTAIR® FLUX® (a) et schéma électrique équivalent selon l'analogie de Hopkinson (b).

En admettant les mêmes hypothèses qu'en section II.1.2 concernant le circuit magnétique, on propose de modéliser le flux magnétique en ayant de nouveau recours à l'analogie de Hopkinson. Sur la Figure II.11 (b), le circuit électrique équivalent au circuit magnétique de la Figure II.11 (a) est identique au cas du transducteur de la Figure II.7, à l'exception du fait que le paramètre h_a varie dans le temps. Pour cette raison, l'expression du flux magnétique est la même dans les deux cas et s'écrit comme dans (II.7). En revanche, contrairement aux transducteurs BA+, la dérivée du flux magnétique captée par le bobinage n'est plus une grandeur qui augmente avec le gradient du flux magnétique dans l'entrefer, mais une grandeur qui peut être calculée directement en dérivant le flux magnétique canalisé dans le guide par rapport à h_a . Cette expression⁸ est donnée par (II.8) d'après l'équation (II.7), où φ représente le flux magnétique dans le guide (on note $\Phi = N\varphi$ le flux capté par une bobine de N tours).

$$\left| \frac{d\varphi}{dh_a} \right| = \frac{B_r \cdot S \cdot h_m}{(h_m + h_a)^2} \quad (II.8)$$

On peut montrer que la dérivée du flux magnétique par rapport à h_a est maximale quand h_a est égal à h_m , et quand h_m est choisi le plus petit possible. Cette règle peut

⁸ Comme le montre l'Annexe E, cette expression peut aussi être obtenue par linéarisation d'un modèle dérivant de l'analogie « gyrateur-condensateur », montrant ainsi une équivalence entre ces deux analogies.

également se déduire de la Figure II.12 (a) qui représente la dérivée du flux magnétique en fonction des hauteurs de l'aimant et de l'entrefer.

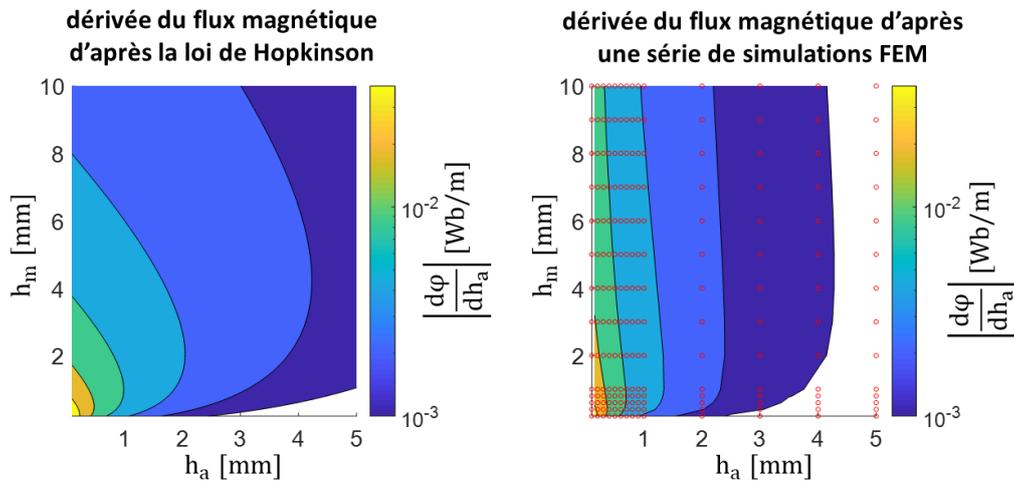


Figure II.12 – Dérivée du flux magnétique dans le guide en fonction de la hauteur de l'aimant et celle de l'entrefer, d'après l'expression (II.7) (a), d'après une série de simulations FEM (b), chaque cercle rouge correspondant à une simulation FEM.

De façon analogue à ce qui était obtenu en Figure II.8 (voir section II.1.2), le résultat des simulations FEM représenté à la Figure II.12 (b) valide la tendance de la Figure II.12 (a) selon laquelle l'aimant et l'entrefer doivent être le plus fin possible pour augmenter la dérivée du flux magnétique.

Ainsi, les paramètres d'optimisation des transducteurs AF sont très différents de ceux des transducteurs de type BA. Dans le cas des transducteurs AF, on a intérêt à ce que l'aimant soit le plus fin possible, alors qu'il doit au contraire posséder la hauteur la plus élevée possible dans le cas des transducteurs BA+.

Le concept que l'on propose de définir comme représentant typique de la classe des transducteurs AF, désigné sous le nom de « T3 », est une version compacte du dispositif présenté à la Figure II.11 (a). La topologie T3 est représentée à la Figure II.13 (a), et, de même que pour T1 et T2, on propose une mise en œuvre pratique du transducteur T3 au sein d'un récupérateur d'énergie vibratoire, représentée par la Figure II.13 (b).

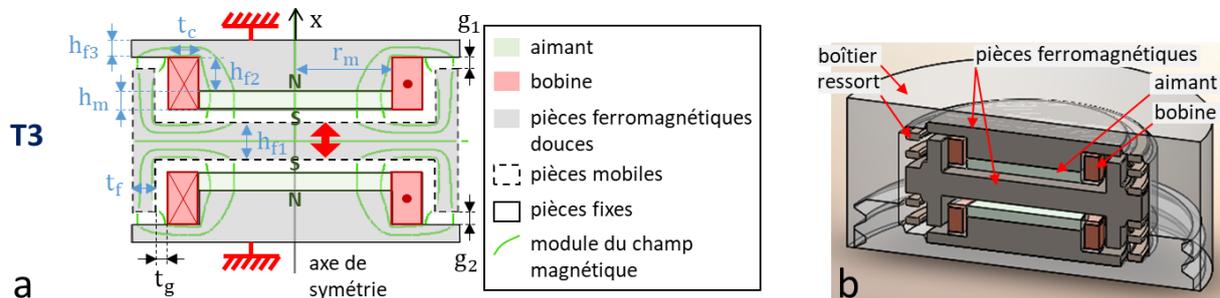


Figure II.13 – Représentation schématique du transducteur T3, qui est de type AF, en faisant apparaître le module du champ magnétique calculé par FEM avec le logiciel ALTAIR® FLUX® (a), vue en coupe d'une suggestion de mise en œuvre pratique de T3 au sein d'un récupérateur d'énergie vibratoire (b).

La partie fixe de T3 comprend deux bobines en série, deux aimants disques magnétisés en sens opposés et deux pièces ferromagnétiques, chaque élément étant disposé de façon symétrique par rapport à l'axe x de déplacement du mobile, et symétrique également par

rapport au plan normal à cet axe et passant par $x = 0$. La masse mobile est faite de matériau ferromagnétique doux et s'insère entre les deux sous-ensembles de la partie fixe.

Les paramètres se rapportant à la forme de la topologie T3 sont indiqués en bleu et en noir sur la Figure II.13 (a). Parmi ces paramètres, h_{f1} désigne la hauteur de la partie intérieure du bloc ferromagnétique mobile, h_m , la hauteur des aimants, h_{f2} , la différence entre la hauteur de chaque bobine avec celle de chaque aimant, r_m , le rayon des aimants, t_c , l'épaisseur des bobines, h_{f3} , la hauteur de la partie extérieure de chaque bloc ferromagnétique fixe, t_f , l'épaisseur de la partie extérieure du bloc ferromagnétique mobile, et t_g , le jeu mécanique radial entre les bobines et la partie extérieure du bloc ferromagnétique mobile. Enfin, g_1 et g_2 désignent respectivement l'entrefer supérieur et inférieur. Il s'agit de deux variables qui varient dans le temps, mais de telle sorte que la somme $g_1 + g_2$ reste constante. La constante $g_1 + g_2$ fait en ce sens partie des paramètres se rapportant à la forme du transducteur T3.

Quand la masse mobile se déplace vers le haut, l'entrefer indiqué par la variable g_1 diminue, ce qui provoque une augmentation du flux magnétique positif capté par la bobine supérieure, tandis que l'entrefer indiqué par la variable g_2 augmente et provoque une diminution du flux magnétique négatif capté par la bobine inférieure.

Pour résumer, il existe deux principes permettant de transformer le mouvement d'une masse mobile en une variation de flux magnétique avant que celle-ci soit convertie en électricité : d'une part les systèmes « Bobine-Aimant » s'appuient sur le déplacement d'une source magnétique par rapport à un bobinage, d'autre part les systèmes « Aimant-Fer » reposent sur le déplacement d'un ensemble ferromagnétique par rapport à une source magnétique. Pour ces deux catégories de transducteurs, on peut définir un coefficient de transduction, que l'on note β et qui correspond au taux de variation du flux magnétique par rapport au déplacement de la masse mobile. A partir de ce coefficient de transduction, on définit le couplage électromagnétique, qui s'écrit β^2/R_c où R_c est la résistance du bobinage. Le couplage électromagnétique est proportionnel au volume et reflète l'efficacité de la conversion du domaine mécanique vers le domaine électrique. La section suivante vise à déterminer l'influence des différentes propriétés physiques d'un récupérateur d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique équipé d'une interface d'ajustement électrique, sur sa bande-passante.

II.2 Modélisation des récupérateurs d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique associés à une interface d'ajustement électrique

Pour déterminer l'influence des différentes propriétés physiques d'un récupérateur d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique équipé d'une interface d'ajustement électrique sur sa bande-passante, on propose d'étudier un modèle de ce système. Ce modèle est représenté schématiquement à la Figure II.14 et comporte une partie dédiée au récupérateur (section II.2.1), et une autre, à l'ajustement électrique (section II.2.2).

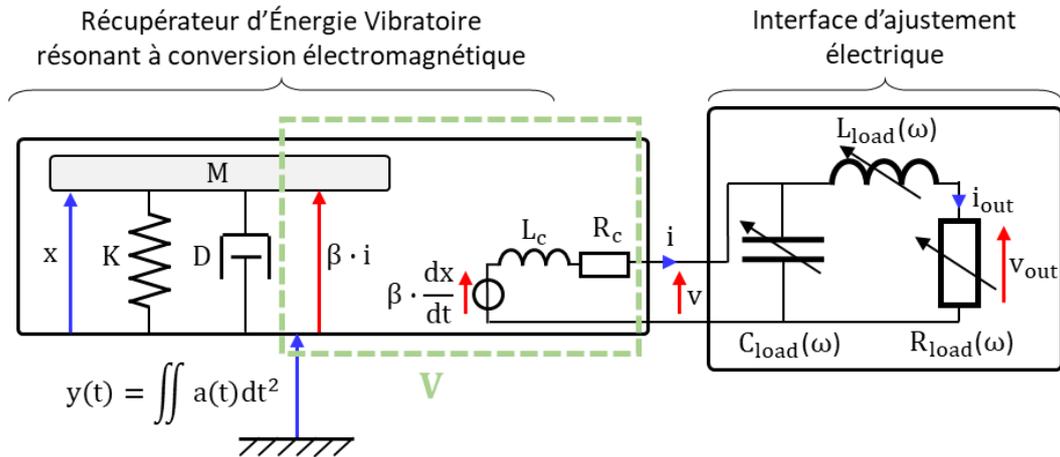


Figure II.14 – Schéma d'un modèle de récupérateur d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique équipé d'une interface d'ajustement électrique dont on peut faire varier la résistance, la capacité et l'inductance.

Les sections II.2.1 et II.2.2 aboutiront à une expression analytique de la puissance récupérée au niveau de la charge électrique. En section II.2.3, on en déduira une expression de la bande-passante d'où ressortent une série de règles générales pour la conception et l'optimisation des transducteurs électromagnétiques.

II.2.1 Equations électromécaniques

En accord avec des modèles qui ont déjà été validés précédemment dans la littérature pour différents types de récupérateurs électromagnétiques⁹ (transducteur de type BA dans [20], transducteur de type AF dans [48]), et en admettant que l'amplitude $|a|$ du signal d'accélération vibratoire du bâti est suffisamment faible, le comportement dynamique d'un récupérateur d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique peut être décrit par les équations (II.9) et (II.10).

$$M \cdot \frac{d^2x}{dt^2} + D \cdot \frac{dx}{dt} + K \cdot x + \beta \cdot i = -M \cdot a \quad (\text{II.9})$$

$$v + R_c \cdot i + L_c \cdot \frac{di}{dt} = \beta \cdot \frac{dx}{dt} \quad (\text{II.10})$$

Le signal d'entrée a désigne l'accélération vibratoire du bâti. On le suppose sinusoïdal et de pulsation ω . La variable temporelle x désigne le déplacement relatif de la masse mobile par rapport à sa position d'équilibre dans le référentiel du bâti vibrant. Les variables temporelles i et v correspondent respectivement au courant et à la tension entrant dans l'interface d'ajustement électrique.

M , D et K , qui désignent respectivement la masse du mobile, le coefficient de frottement fluide et la raideur équivalente, sont les paramètres mécaniques du modèle. On note $K = K_s + K_{mag}$, avec K_s désignant la raideur du ressort et K_{mag} , la raideur résultant de forces magnétiques qui peuvent apparaître dans certains cas. En général, on a $K_{mag} = 0$ dans le cas des transducteurs BA, et $K_{mag} \neq 0$ (positif ou négatif) dans le cas des transducteurs AF.

⁹ Par ailleurs, l'Annexe E fournit une preuve supplémentaire de la validité physique du modèle linéaire employé dans ce chapitre en ce qui concerne les récupérateurs basés sur un transducteur de type Aimant-Fer.

Dans tous les cas, le ressort peut être dimensionné de sorte que $K > 0$, afin que le système soit un résonateur monostable. Ensuite, les paramètres électriques du modèle sont R_c et L_c , qui désignent respectivement la résistance et l'inductance du bobinage. Conformément à la loi de Lenz-Faraday, la partie mécanique est couplée à la partie électrique via un gyrateur caractérisé par le coefficient de transduction β (voir section I.1.3.b). Enfin, bien que le volume V du système n'intervienne pas explicitement dans les équations électromécaniques, cette propriété physique du système est introduite pour normaliser certaines grandeurs dans la suite du chapitre. Comme cette thèse se concentre principalement sur l'optimisation du transducteur, V est défini, dans tout le Chapitre II, comme le volume du plus petit cylindre ou du plus petit parallélépipède (selon la géométrie du transducteur) contenant les éléments actifs du transducteur, c'est-à-dire les aimants, les pièces ferromagnétiques et le bobinage, lorsque le mobile est en position d'équilibre ($x = 0$).

Construites à partir des paramètres présentés au paragraphe précédent, on définit quatre nouvelles grandeurs pour simplifier l'étude du système. Ces grandeurs seront désignées sous le nom de « propriétés physiques caractéristiques » du récupérateur. Il s'agit de la pulsation propre ω_0 , du facteur de qualité mécanique Q , de la masse volumique effective ρ , qui désigne la masse du mobile rapportée au volume du transducteur, et de la densité de couplage électromagnétique Γ , que l'on définit comme le couplage électromagnétique rapporté au volume. D'après ce qui a été montré en section II.1.1, la densité de couplage électromagnétique est invariante par homothétie de la forme du transducteur. Le Tableau II.3 dresse la liste des propriétés physiques caractéristiques.

Tableau II.3 - Liste des propriétés physiques caractéristiques d'un récupérateur d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique.

Nom	Notation	Expression
Pulsation propre	ω_0	$\sqrt{K/M}$
Facteur de qualité mécanique	Q	\sqrt{KM}/D
Masse volumique effective	ρ	M/V
Densité de couplage électromagnétique	Γ	$\beta^2/(R_c V)$

A la place de ω_0 , on peut aussi employer la fréquence propre $f_0 = \omega_0/2\pi$ du récupérateur.

Pour se faire une idée des valeurs rencontrées dans la littérature, le Tableau II.4 dresse la liste de ces valeurs pour quelques références de la littérature, ainsi que pour un exemplaire du « ModelQ », un récupérateur commercialisé par l'entreprise ReVibe Energy dont les performances ont été mesurées au laboratoire dans le cadre de la thèse.

Tableau II.4 – Valeurs des propriétés physiques caractéristiques rencontrées dans la littérature et dans le commerce.

Référence	ρ [kg · m ⁻³]	Γ [kg · s ⁻¹ · m ⁻³]	Q [-]	f_0 [Hz]	a [m · s ⁻²]	V [cm ³]	R_c [Ω]	L_c [mH]	Type
[70]	1245	$1,43 \cdot 10^4$	86	112,3	–	0,554	0,5	–	BA-
[71]	238*	$1,78 \cdot 10^4$ *	20,4	102	9,81	6,3*	22,5	0,24	BA-
[77]	1223	$5,95 \cdot 10^4$	6 *	6	4,91	9,4	115	–	BA-
[72]	2483	$1,16 \cdot 10^5$	263	61,7	0,29	28,9	335	–	BA-
ReVibe Energy ModelQ	4467	$2,42 \cdot 10^5$	207	54,4	0,1	4,5	1098	–	BA+
« MiETEM » [48]	5000*	$7,91 \cdot 10^4$ *	120	70,1	0,416	1*	697	0,3	BA+
« P1 » [61]	4454*	$1,02 \cdot 10^5$ *	38	59	4,16 *	0,676*	717	–	BA+
[20]	290	$4,33 \cdot 10^4$	55	96,8	1,96	10	3,9	2,2	BA+
[73]	560*	$1,98 \cdot 10^4$ *	22,7 *	28	3,92	28,7	323	–	AF
« MaETEM » [48]	2872	$1,91 \cdot 10^6$	1350	95,1	0,139	289	99,5	4000	AF

* valeur non renseignée directement dans l'article, mais estimée d'après les informations fournies.

Dans ce Tableau II.4, les valeurs dérivant d'une estimation sont marquées d'un astérisque. Le volume indiqué pour chaque prototype correspond à celui du transducteur conformément à la définition énoncée dans cette section (plus petit cylindre ou parallélépipède contenant les éléments actifs du transducteur).

Dans la suite des calculs, puisque l'on se place dans le cas d'un système résonant, on supposera que $Q \gg 1$. Le couplage électromagnétique normalisé γ , défini par l'équation (II.11), permettra d'alléger certaines expressions intermédiaires.

$$\gamma = \frac{\Gamma Q}{\rho \omega_0} \quad (\text{II.11})$$

Pour la même raison, on définit aussi la pulsation normalisée Ω dans l'équation (II.12).

$$\Omega = \frac{\omega}{\omega_0} \quad (\text{II.12})$$

En notant respectivement \underline{a} , \underline{i} et \underline{v} l'équivalent complexe de a , i et v , on note $Z(\omega) = \left. \frac{-\underline{v}}{\underline{i}} \right|_{\underline{a}=0}$ l'impédance du récupérateur en l'absence de vibration, et $A(\omega) = \left. \frac{\underline{v}}{\underline{a}} \right|_{\underline{i}=0}$ la tension rapportée à l'accélération en circuit électrique ouvert. En passant les équations (II.9) et (II.10) dans le domaine fréquentiel, \underline{v} peut s'écrire sous la forme (II.13) d'une combinaison linéaire de \underline{a} et de \underline{i} .

$$\underline{v} = A \cdot \underline{a} - Z \cdot \underline{i} \quad (\text{II.13})$$

Les expressions de Z et de A sont données respectivement par (II.14) et (II.15). Comme elles caractérisent totalement le récupérateur, on les appelle fonctions de transfert caractéristiques du récupérateur.

$$Z = R_c \left[1 + \gamma \cdot \frac{\Omega^2}{Q^2(1 - \Omega^2)^2 + \Omega^2} + j\Omega \left(\frac{\omega_0 L_c}{R_c} + \gamma \cdot \frac{Q(1 - \Omega^2)}{Q^2(1 - \Omega^2)^2 + \Omega^2} \right) \right] \quad (II.14)$$

$$A = \frac{-\beta Q}{\omega_0} \left[\frac{\Omega^2}{\Omega^2 + Q^2(1 - \Omega^2)^2} + j\Omega \left(\frac{Q(1 - \Omega^2)}{\Omega^2 + Q^2(1 - \Omega^2)^2} \right) \right] \quad (II.15)$$

II.2.2 Impact de l'ajustement électrique sur la puissance moyenne récupérée

L'ajustement électrique consiste à maximiser la puissance transmise à la charge électrique en ajustant les paramètres de l'interface d'ajustement électrique adéquatement et dynamiquement selon la fréquence. Ces paramètres sont notés R_{load} , C_{load} et L_{load} (voir Figure II.14). Pour ajuster correctement ces paramètres, on utilise le théorème de maximisation du transfert de puissance, qui se décline en deux versions selon que l'on recherche la charge purement résistive (adaptation de résistance) ou bien la charge résistive-réactive (adaptation d'impédance) maximisant la puissance transmise. D'après ce théorème [78], en notant Z_{load} l'impédance de la charge équivalente de l'interface d'ajustement électrique, la condition à satisfaire pour maximiser la puissance par adaptation de résistance est donnée par (II.16).

$$Z_{load} = |Z| \quad (II.16)$$

La condition à satisfaire pour réaliser une adaptation d'impédance est donnée par (II.17), Z^* désignant le complexe conjugué de Z .

$$Z_{load} = Z^* \quad (II.17)$$

La seconde version du théorème étant plus générale que la première, il est préférable de réaliser une adaptation d'impédance plutôt qu'une adaptation de résistance lorsque cela est possible. D'après le schéma équivalent de l'interface d'ajustement électrique présenté en Figure II.14, l'impédance Z_{load} de la charge peut s'écrire sous la forme (II.18).

$$Z_{load} = \frac{R_{load} + j\Omega\omega_0(L_{load} - R_{load}^2 C_{load} - L_{load}^2 C_{load} \Omega^2 \omega_0^2)}{1 + (R_{load}^2 C_{load}^2 - 2L_{load} C_{load})\Omega^2 \omega_0^2 + L_{load}^2 C_{load}^2 \Omega^4 \omega_0^4} \quad (II.18)$$

D'après (II.18), si on peut faire varier librement les trois paramètres R_{load} , C_{load} et L_{load} , alors la condition (II.17) peut toujours être satisfaite.

En revanche, si on ne peut faire varier librement que R_{load} et C_{load} , avec $L_{load} = 0$, alors la partie imaginaire de Z_{load} est nécessairement négative. Une adaptation d'impédance ne peut donc être réalisée que lorsque la partie imaginaire de l'impédance caractéristique Z du récupérateur, que l'on note $\text{Im}(Z)$, est supérieure ou égale à zéro (mode « RC »). Quand $\text{Im}(Z) < 0$, il n'est possible de réaliser qu'une adaptation de résistance (mode « R »).

Inversement, si on ne peut faire varier que R_{load} et L_{load} , avec $C_{load} = 0$, alors la partie imaginaire de Z_{load} est nécessairement positive. Une adaptation d'impédance ne peut être

réalisée que lorsque $\text{Im}(Z) \leq 0$ (mode « RL »). Quand $\text{Im}(Z) > 0$, il n'est possible de réaliser qu'une adaptation de résistance (mode « R »).

Enfin, si on ne peut faire varier que R_{load} , avec $L_{\text{load}} = 0$ et $C_{\text{load}} = 0$, alors il n'est possible de réaliser qu'une adaptation de résistance (mode « R »).

Dans tous ces différents cas, les paramètres optimaux de l'interface d'ajustement électrique peuvent s'exprimer en fonction de Z d'après la combinaison des équations (II.16), (II.17) et (II.18). Le Tableau II.5 résume les différents modes d'ajustement et les paramètres optimaux de la charge électrique correspondante.

Tableau II.5 – Expression des paramètres optimaux de l'interface d'ajustement électrique selon le mode d'ajustement.

Mode d'ajustement électrique	R_{load}	C_{load}	L_{load}
R	$R_{\text{load}}^{\text{R}} = Z $	0	0
RC ($\text{Im}(Z) \geq 0$)	$R_{\text{load}}^{\text{RC}} = \frac{ Z ^2}{\text{Re}(Z)}$	$C_{\text{load}}^{\text{RC}} = \left(\frac{1}{\Omega\omega_0}\right) \frac{\text{Im}(Z)}{ Z ^2}$	0
RL ($\text{Im}(Z) \leq 0$)	$R_{\text{load}}^{\text{RL}} = \text{Re}(Z)$	0	$L_{\text{load}}^{\text{RL}} = \frac{-\text{Im}(Z)}{\Omega\omega_0}$

Le choix du mode d'ajustement dépend du signe de $\text{Im}(Z)$ et des possibilités offertes par l'interface d'ajustement électrique. Par exemple, si cette dernière n'est pas capable d'émuler une inductance mais seulement une résistance variable et une capacité variable, alors le mode d'ajustement optimal est une combinaison du mode « RC » et du mode « R » selon le signe de $\text{Im}(Z)$. S'il est capable d'émuler les trois composants de la charge électrique, alors le mode d'ajustement optimal est une combinaison du mode « RC » et du mode « RL ».

La puissance moyenne maximisée à chaque fréquence par l'interface d'ajustement électrique est désignée sous le nom d'enveloppe. En reprenant les équations (1-7) de [79], il est possible d'exprimer cette enveloppe en fonction de Z_{load} , $|a|$ et des fonctions de transfert caractéristiques Z et A du récupérateur. Son expression est donnée par (II.19).

$$P = \text{Re} \left(\frac{1}{2 \cdot Z_{\text{load}}} \right) \left| \frac{A \cdot Z_{\text{load}}}{Z_{\text{load}} + Z} \right|^2 |a|^2 \quad (\text{II.19})$$

En combinant (II.19) avec (II.16), on obtient l'enveloppe de la puissance moyenne récupérée dans le cas d'un ajustement électrique avec une charge purement résistive. Cette enveloppe est notée P^{R} dans l'équation (II.20).

$$P^{\text{R}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{|Z| \cdot |A|^2}{|Z| + Z} |a|^2 \quad (\text{II.20})$$

En combinant (II.19) avec (II.17), on obtient l'enveloppe de la puissance moyenne récupérée dans le cas d'un ajustement électrique avec une charge résistive-réactive. Comme

cette expression est la même en mode « RC » et en mode « RL », on la note P^{RX} dans l'équation (II.21), la notation « RX » en exposant désignant l'union du mode « RC » et « RL ».

$$P^{RX} = \frac{1}{8} \cdot \frac{|A|^2}{\text{Re}(Z)} |\underline{a}|^2 \quad (\text{II.21})$$

Ainsi, tout comme la charge optimale, l'enveloppe de la puissance moyenne récupérée diffère selon les possibilités offertes par l'interface d'ajustement électrique. Pour comprendre l'évolution de l'enveloppe dans les différents cas, on propose de réaliser plusieurs simulations analytiques d'après le cas d'étude donné par [18] (voir Tableau II.6), en faisant varier l'inductance L_c de 0 à 200 mH, à une accélération de 1 m/s^2 .

Tableau II.6 – Liste des propriétés physiques du récupérateur de [18].

Paramètre	Valeur
f_0	61,7 Hz
M	21,4 g
Q	26,8
β	5,6 N/A
R_c	3,3 Ω

Le résultat des simulations analytiques est donné en Figure II.15.

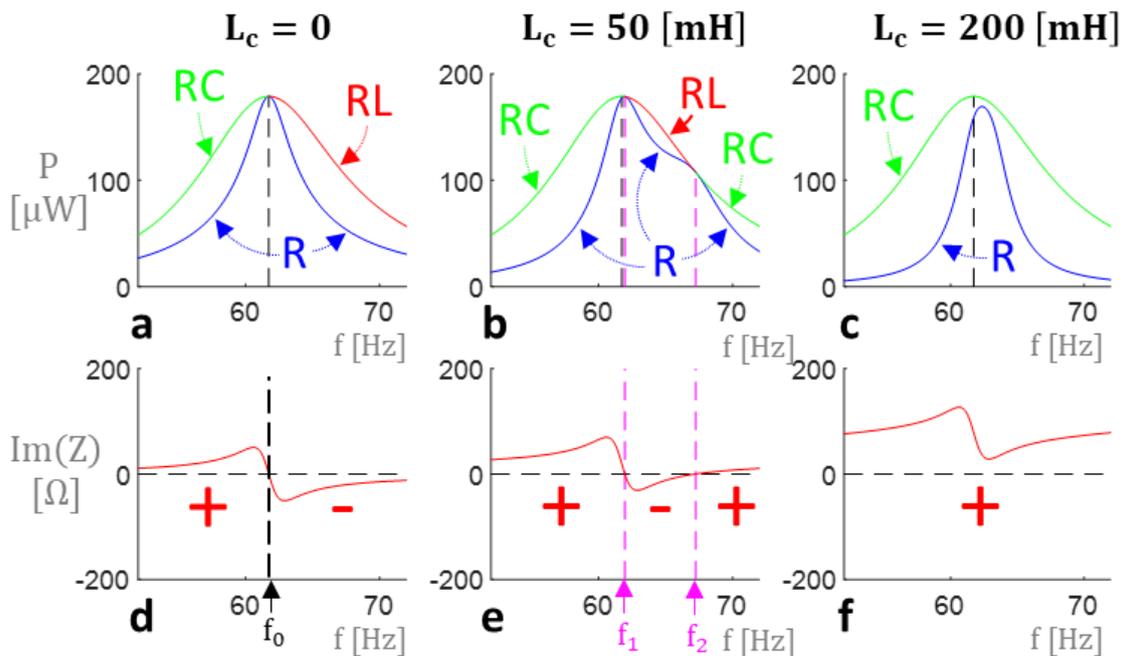


Figure II.15 – Etude graphique de l'enveloppe de la puissance moyenne récupérée selon les différents modes d'ajustement pour $L_c = 0$ (a), $L_c = 50 \text{ mH}$ (b), $L_c = 200 \text{ mH}$ (c), et fonction $\text{Im}(Z)$ correspondante pour $L_c = 0$ (d), $L_c = 50 \text{ mH}$ (e), $L_c = 200 \text{ mH}$ (f).

D'après la Figure II.15 (d), pour $L_c = 0$, $\text{Im}(Z)$ est positive pour les fréquences inférieures à la fréquence propre, et négative pour les fréquences supérieures. D'après les Figure II.15 (e) et (f), en augmentant L_c , la plage fréquentielle pour laquelle $\text{Im}(Z)$ est négative se réduit progressivement jusqu'à ce que $\text{Im}(Z)$ soit positive partout à partir d'une certaine valeur limite de L_c . Pour retrouver ces différents cas analytiquement, on propose d'étudier le signe de $\text{Im}(Z)$.

Si $L_c > L_{lim}$, on peut noter que l'enveloppe obtenue avec une interface d'ajustement électrique émulant une résistance variable et une capacité variable est identique à l'enveloppe obtenue avec une interface émulant les trois composantes de la charge électrique quand $L_c = 0$. Par conséquent, si l'on ne peut émuler qu'une résistance variable et une capacité variable, on a intérêt à ce que L_c soit le plus grand possible pour maximiser l'enveloppe de puissance moyenne récupérée. Cependant, les systèmes de la littérature (voir Tableau II.4) présentent généralement une inductance L_c très faible par rapport à L_{lim} , si bien que l'enveloppe de puissance récupérée dans ce cas est très proche de l'enveloppe de puissance récupérée dans le cas où $L_c = 0$. On fera donc dans toute la suite du chapitre l'hypothèse $L_c = 0$.

Comme on sait qu'il existe des interfaces électroniques capables d'émuler une résistance variable et une capacité variable, par exemple celle développée par Bouhadjar Ahmed-Seddik au cours de sa thèse [45] (voir section I.2.1.d), on se concentrera par la suite sur les modes d'ajustement électrique « R » et « RC ».

En prenant en compte ces nouvelles considérations (hypothèse $L_c = 0$ et ajustement résistif-capacitif), l'enveloppe de la puissance moyenne récupérée est une combinaison du mode « RC » quand $\Omega \leq 1$ et du mode « R » quand $\Omega > 1$. On la note P_h^{RC-R} , la lettre « h » en indice symbolisant l'hypothèse selon laquelle $L_c = 0$. En Figure II.15 (a), cette enveloppe correspond à la combinaison de la courbe « RC » à gauche de la fréquence propre, et de la courbe « R » à sa droite. Son expression est donnée par (II.25) où P_h^R désigne l'équivalent de P^R avec l'hypothèse $L_c = 0$.

$$P_h^{RC-R}(\Omega) = \begin{cases} P^{RX}(\Omega) & \text{si } \Omega \leq 1 \\ P_h^R(\Omega) & \text{si } \Omega > 1 \end{cases} \quad (II.25)$$

En remplaçant A et Z par leurs expressions, respectivement (II.14) et (II.15), dans l'équation (II.21), on obtient (II.26), une expression de l'enveloppe P^{RX} équivalente à (II.21).

$$P^{RX} = \frac{MQ|a|^2}{8\omega_0} \left(\frac{\gamma\Omega^2}{Q^2(1-\Omega^2)^2 + (1+\gamma)\cdot\Omega^2} \right) \quad (II.26)$$

Ensuite, P_h^R est calculé en injectant (II.15) et (II.22) dans (II.20), ce qui donne l'expression (II.27).

$$P_h^R = \frac{MQ|a|^2}{8\omega_0} \left(\frac{2\gamma\Omega^2}{(Q^2(1-\Omega^2)^2 + \Omega^2) \left(1 + \sqrt{1 + \frac{\gamma(2+\gamma)\Omega^2}{Q^2(1-\Omega^2)^2 + \Omega^2}} \right) + \gamma\Omega^2} \right) \quad (II.27)$$

En injectant (II.26) et (II.27) dans (II.25), l'expression de P_h^{RC-R} est donnée par (II.28).

$$P_h^{RC-R} = \begin{cases} \frac{MQ|\underline{a}|^2}{8\omega_0} \left(\frac{\gamma\Omega^2}{Q^2(1-\Omega^2)^2 + (1+\gamma)\cdot\Omega^2} \right) & \text{si } \Omega \leq 1 \\ \frac{MQ|\underline{a}|^2}{8\omega_0} \left(\frac{2\gamma\Omega^2}{(Q^2(1-\Omega^2)^2 + \Omega^2) \left(1 + \sqrt{1 + \frac{\gamma(2+\gamma)\Omega^2}{Q^2(1-\Omega^2)^2 + \Omega^2}} \right) + \gamma\Omega^2} \right) & \text{si } \Omega > 1 \end{cases} \quad (II.28)$$

A la fréquence propre ($\Omega = 1$), P_h^{RC-R} atteint une valeur maximale P_{\max} définie par (II.29).

$$P_{\max} = \frac{MQ|\underline{a}|^2}{8\omega_0} \left(\frac{\gamma}{1+\gamma} \right) \quad (II.29)$$

A partir de l'expression (II.29) et de la définition (II.11), on aboutit à l'expression (II.30) de la densité de puissance normalisée, que l'on note NPD. Pour rappel, cette grandeur est définie comme la puissance moyenne maximale P_{\max} divisée par le volume V et le carré de l'amplitude d'accélération $|\underline{a}|$ (voir section I.2.2).

$$NPD \triangleq \frac{P_{\max}}{V|\underline{a}|^2} = \left(\frac{\rho\Gamma Q^2}{8\omega_0} \right) \frac{1}{\rho\omega_0 + \Gamma Q} \quad (II.30)$$

D'après (II.30), la NPD augmente avec la masse volumique effective ρ , le facteur de qualité mécanique Q , la densité de couplage électromagnétique Γ , et diminue avec la pulsation propre ω_0 . Toutefois, l'impact de ρ et de Γ est limité car la NPD est une fonction bornée par rapport à ces deux variables, ce qui n'est pas le cas vis-à-vis de Q et ω_0 . Pour augmenter la NPD d'un récupérateur donné, possédant une certaine pulsation propre ω_0 , on recommande donc surtout de réduire les pertes mécaniques, afin d'augmenter Q .

Il est intéressant de noter que le maximum de puissance est atteint à la fréquence propre, lorsque seule une charge résistive est requise pour maximiser le transfert de puissance. Ceci implique que les conclusions tirées de la formule (II.30) pour maximiser la puissance sont vraies, non seulement dans le cadre de l'ajustement électrique, mais aussi dans le cadre d'un ajustement purement résistif, que l'on obtient avec les techniques d'extraction standards lorsque la fréquence vibratoire coïncide avec la fréquence propre.

II.2.3 Expression et étude de la bande-passante

L'objectif de cette section est d'étudier la bande-passante correspondant à l'enveloppe de puissance obtenue avec une interface d'ajustement électrique dont on peut faire varier la charge résistive et capacitive.

Comme il existe différentes façons de définir la bande-passante, il est important de choisir la définition la plus adaptée à la conception et au dimensionnement des récupérateurs d'énergie vibratoire larges bandes. Pour cela, une première partie II.2.3.a traite de la bande-passante normalisée à -3dB. Après avoir montré les limites de cette définition, une définition alternative sera proposée, la bande-passante normalisée générale, dans une seconde partie II.2.3.b. Une expression de cette bande-passante sera donnée dans le cas du spectre de

puissance P_h^{RC-R} exprimé par l'équation (II.28). De cette expression découlera une série de règles de conception et d'optimisation que l'on se proposera d'illustrer sur un exemple de la littérature.

II.2.3.a Bande-passante normalisée à -3dB

La bande-passante normalisée à -3dB associée à un spectre de puissance donné est définie comme le plus grand intervalle de fréquences entre lesquelles la puissance est supérieure à la moitié de la puissance maximale, divisé par la fréquence propre f_0 du récupérateur¹⁰. Cette définition est largement employée dans la littérature pour quantifier la largeur du spectre d'un récupérateur. On la note $\Delta f_{-3dB}/f_0$.

Dans le cas de l'enveloppe P^{RX} , la bande-passante normalisée à -3dB correspondante est notée $\Delta f_{-3dB}^{RX}/f_0$ et peut se calculer en résolvant l'équation (II.31).

$$P^{RX} = \frac{1}{2} \cdot P_{\max} \quad (II.31)$$

En divisant par la fréquence propre la différence entre les deux solutions de l'équation (II.31), on obtient $\Delta f_{-3dB}^{RX}/f_0$ qui est donné par l'équation (II.32).

$$\Delta f_{-3dB}^{RX}/f_0 = \sqrt{\frac{\Gamma}{\rho Q \omega_0} + \frac{1}{Q^2}} \quad (II.32)$$

D'après (II.32), la bande-passante à -3dB d'un récupérateur associé à une interface d'ajustement électrique qui émule une charge résistive-réactive est une fonction croissante de la densité de couplage électromagnétique Γ , et une fonction décroissante de la masse volumique effective ρ , du facteur de qualité Q et de la pulsation propre ω_0 . Ainsi, pour augmenter la bande-passante à -3dB d'un tel récupérateur, il faut que la masse soit la plus faible possible et que les pertes mécaniques soient les plus élevées possibles. Ceci implique de choisir un récupérateur avec une faible densité de puissance normalisée NPD, cette dernière grandeur étant une fonction croissante de la masse volumique effective et du facteur de qualité, comme démontré en section II.2.2. Ce constat pose un problème que l'on se propose d'expliquer à l'aide de l'exemple suivant. Considérons deux récupérateurs (1) et (2) soumis à la même accélération vibratoire, ayant le même volume, les mêmes paramètres ρ , Γ et ω_0 . Supposons que le récupérateur (2) a un facteur de qualité mécanique 1,5 fois plus grand que le récupérateur (1). Ce cas d'étude est illustré à la Figure II.16 par un tracé de leur spectre de puissance, qui est normalisé par P_{\max} en Figure II.16 (a) et non normalisé en Figure II.16 (b).

¹⁰ Dans l'idéal, il faudrait normaliser la bande-passante par la fréquence moyenne des deux extrémités de l'intervalle fréquentiel, comme c'est le cas en section I.2.2. Cependant, cela complexifierait considérablement les développements analytiques menés au cours de ce chapitre. La bande-passante est donc normalisée par la fréquence propre du récupérateur, qui est généralement très proche de la fréquence moyenne.

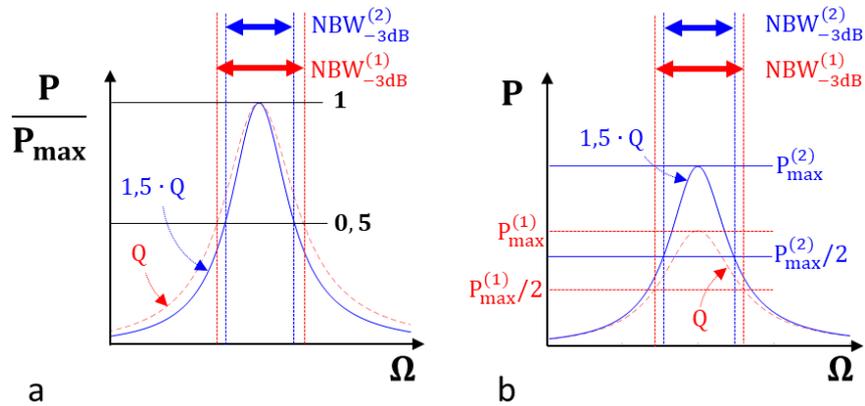


Figure II.16 – Enveloppe de puissance de deux récupérateurs, le second ayant un facteur de qualité 1,5 fois plus grand que le premier, en normalisant par P_{max} (a), enveloppe de puissance des deux mêmes récupérateurs sans normaliser par P_{max} (b)

Sur la Figure II.16 (a), la normalisation par P_{max} met en évidence le rétrécissement de la bande-passante normalisée à -3dB provoqué par l'augmentation de Q . Cependant, cette normalisation occulte l'influence de Q sur l'enveloppe de puissance. Sur la Figure II.16 (b), on voit que la puissance récupérée par le récupérateur (2) est toujours supérieure à celle récupérée par le récupérateur (1), quelle que soit la fréquence. Par conséquent, le récupérateur (2) est toujours meilleur que le récupérateur (1). Ainsi, le critère de bande-passante normalisée à -3dB incite à privilégier le pire récupérateur parmi les deux.

De façon plus générale, la bande-passante normalisée à -3dB ne convient pas pour concevoir et dimensionner les récupérateurs d'énergie vibratoire larges bandes, car elle est définie relativement à la puissance maximale du système : plus cette puissance est faible, plus la bande-passante à -3dB est élevée. L'utiliser comme critère d'optimisation reviendrait donc à faire tendre la puissance récupérée vers zéro, et la bande-passante à -3dB vers l'infini¹¹.

II.2.3.b Bande-passante normalisée générale

Dans cette section, on introduit la notion de bande-passante normalisée générale, un critère de performance qui peut être utilisé pour la conception et l'optimisation des récupérateurs d'énergie vibratoire larges bandes.

La définition de ce concept fait intervenir un nouveau paramètre que l'on note Target et qui tient lieu de cahier des charges : ce paramètre désigne une densité volumique de puissance divisée par le carré de l'amplitude de l'accélération vibratoire. Cette définition se traduit par l'équation (II.33).

$$\text{Target} = \frac{P_0}{V|\underline{a}|^2} \quad (\text{II.33})$$

Si, par exemple, un système électronique requiert une alimentation fournissant une puissance $P_0 = 234 \mu\text{W}$, si la vibration disponible est telle que $|\underline{a}| = 4,16 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$, et si les

¹¹ En revanche, on pourrait utiliser le produit de la bande-passante normalisée à -3dB par la NPD comme critère d'optimisation. Ce critère ne sera cependant pas retenu dans cette thèse car on ne peut que difficilement lui attribuer un véritable sens physique (son unité étant identique à celle de la NPD).

contraintes de l'ensemble du dispositif sont telles que le volume du transducteur ne doit pas dépasser $V = 0,676 \text{ cm}^3$, alors, d'après l'équation (II.33), on a $\text{Target} = 20 \text{ kg} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3}$.

La bande-passante normalisée générale associée à une enveloppe de puissance donnée est définie comme la largeur du plus grand intervalle de fréquences entre lesquelles la puissance est supérieure à P_0 , divisé par la fréquence propre f_0 du récupérateur. On la note $\Delta f/f_0$.

Dans l'exemple précédent, la bande-passante générale correspond à la largeur de l'intervalle de fréquences pour lesquelles le récupérateur délivre au moins $234 \mu\text{W}$, sachant que ce dernier occupe un volume $0,676 \text{ cm}^3$ et que l'on fixe l'amplitude de l'accélération à $4,16 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$. Si l'on considère par exemple le prototype « P1 » étudié dans [61], qui a justement un volume $V = 0,676 \text{ cm}^3$, on trouve que la bande-passante générale du prototype vaut $1,53 \text{ Hz}$ sans ajustement électrique et $2,24 \text{ Hz}$ quand un ajustement résistif-capacitif est réalisé, soit une bande-passante normalisée générale de $2,6 \%$ et $3,8 \%$ respectivement.

Cette définition de la bande-passante permet de comparer différents récupérateurs en leur attribuant un même cahier des charges sur le plan du volume, de l'accélération et de la puissance souhaitée. En procédant ainsi, on les place sur un pied d'égalité pour que la comparaison soit correcte du point de vue applicatif.

La bande-passante normalisée générale est nommée ainsi dans le sens où elle est une généralisation de la bande-passante normalisée à -3dB . En effet, la bande-passante normalisée générale coïncide avec la bande-passante normalisée à -3dB dans le cas particulier où l'on pose l'équation supplémentaire $P_0 = P_{\text{max}}/2$, mais elle peut prendre d'autres valeurs en choisissant d'autres valeurs de P_0 .

Pour calculer la bande-passante normalisée générale associée à une enveloppe de puissance quelconque $P(\Omega)$, on considère tout d'abord le cas où $\text{Target} \geq \text{NPD}$. Dans ce cas la bande-passante normalisée générale est nulle (cela signifie que le récupérateur en question ne peut pas délivrer la puissance exigée par le cahier des charge). Ensuite, dans le cas où $\text{Target} < \text{NPD}$, on résout l'équation (II.34) et on calcule la différence entre les deux solutions obtenues.

$$\frac{P(\Omega)}{a^2V} = \text{Target} \tag{II.34}$$

Le calcul de la bande-passante normalisée générale est illustré schématiquement à la Figure II.17.

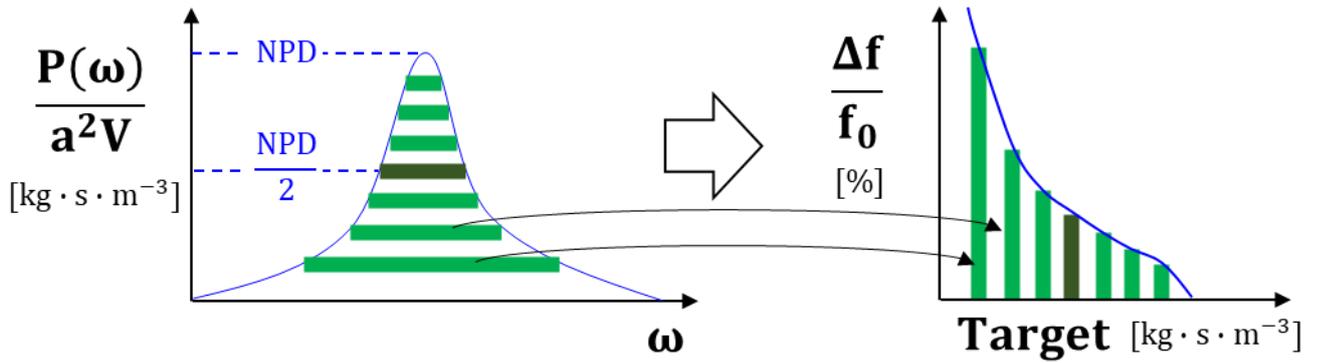


Figure II.17 – Passage du spectre de puissance normalisé par le volume et l'accélération au carré (a) vers la bande-passante normalisée générale, ici vue comme une fonction du paramètre Target (b)

D'après un développement analytique mené en Annexe B, il est possible de calculer la bande-passante normalisée générale dans le cas du spectre de puissance $P_h^{\text{RC-R}}$ défini par l'expression (II.28), c'est-à-dire l'enveloppe de puissance obtenue avec une interface émulant une résistance variable et une capacité variable, avec l'hypothèse $L_c = 0$. Cette bande-passante normalisée générale est notée $\Delta f_h^{\text{RC-R}}/f_0$ dans l'expression (II.35).

$$\Delta f_h^{\text{RC-R}}/f_0 = \sqrt{1 + \rho \left(\frac{\rho Q^2 \Gamma - 8\omega_0(\rho\omega_0 + \Gamma Q) \cdot \text{Target}}{32Q^2\omega_0^2(\rho^2 + 2\Gamma \cdot \text{Target}) \cdot \text{Target}} \right)} + \frac{1}{4Q\omega_0} \sqrt{\rho \left(\frac{\rho Q^2 \Gamma - 8\omega_0(\rho\omega_0 + \Gamma Q) \cdot \text{Target}}{2(\rho^2 + 2\Gamma \cdot \text{Target}) \cdot \text{Target}} \right)} \quad (\text{II.35})$$

$$- \sqrt{1 + \frac{\rho Q^2 \Gamma - 8\omega_0(\rho\omega_0 + \Gamma Q) \cdot \text{Target}}{32Q^2\omega_0^2\rho \cdot \text{Target}}} + \frac{1}{4Q\omega_0} \sqrt{\frac{\rho Q^2 \Gamma - 8\omega_0(\rho\omega_0 + \Gamma Q) \cdot \text{Target}}{2\rho \cdot \text{Target}}}$$

L'intérêt de cette expression analytique est de pouvoir rendre compte de l'influence de chaque propriété physique caractéristique sur la bande-passante. Pour cela, on propose d'étudier le cas du prototype « P1 » de l'article [61], dont les propriétés physiques figurent dans le Tableau II.4. A l'aide de la formule (II.35), on trace $\Delta f_h^{\text{RC-R}}/f_0$ en faisant varier chaque grandeur ρ , Q , Γ et ω_0 autour de leur valeur de référence du Tableau II.4. Dans chaque graphique de la Figure II.18, on fait varier une seule grandeur à la fois autour de sa référence représentée par le trait vertical pointillé noir.

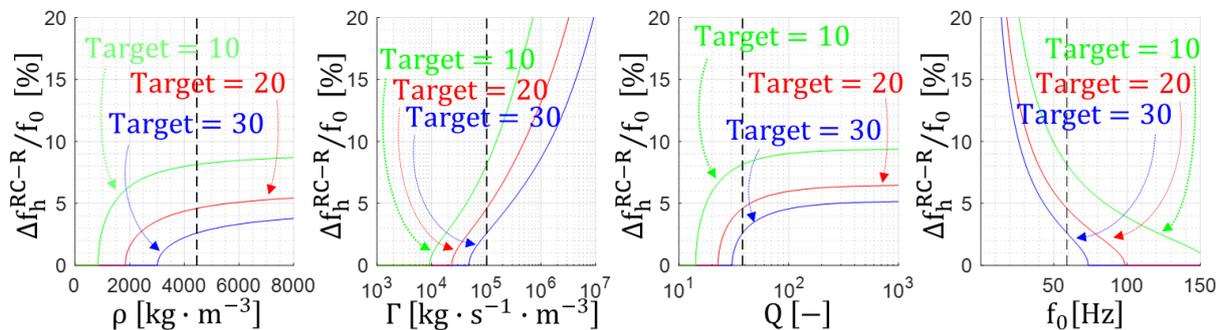


Figure II.18 – Bande-passante normalisée générale vue en tant que fonction de (a) ρ , (b) Γ , (c) Q et (d) $\omega_0/2\pi$ autour des valeurs de référence du prototype « P1 » de l'article [61] (voir Tableau II.4). Ces valeurs de référence sont indiquées sur la figure par les segments verticaux en traits pointillés noirs. Le paramètre Target est exprimé en $\text{kg} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3}$.

D'après la Figure II.18, la bande-passante normalisée générale semble être une fonction monotone vis-à-vis de chaque paramètre : croissante par rapport à la masse

volumique effective ρ , le facteur de qualité mécanique Q , la densité de couplage électromagnétique Γ , et décroissante par rapport à la pulsation propre ω_0 et au paramètre Target. L'impact du paramètre Target est particulièrement marqué et témoigne d'un compromis inévitable entre puissance et bande-passante : ou bien on récupère l'énergie avec une haute densité de puissance normalisée et une faible bande-passante, ou bien avec une bande-passante large et une faible densité de puissance normalisée. Aux valeurs de référence, la bande-passante normalisée générale atteint 8,1 % pour Target = $10 \text{ kg} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3}$, 4,6 % pour $20 \text{ kg} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3}$, et 2,6 % pour $30 \text{ kg} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3}$. En fixant le paramètre Target et la pulsation propre ω_0 , la façon la plus certaine d'augmenter la bande-passante est d'augmenter la densité de couplage Γ . On peut aussi chercher à accroître la masse volumique effective ρ et le facteur de qualité Q , mais plus ces grandeurs sont élevées, moins elles ont d'impact sur la bande-passante normalisée générale. Par exemple, on pourrait modifier le design des ressorts de sorte à accroître le facteur de qualité, mais pour Target = $20 \text{ kg} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3}$, même avec un facteur de qualité indéfiniment grand, la bande-passante ne dépassera jamais 6,5 %. Au contraire, augmenter Γ résulte toujours en une amélioration significative de la bande-passante.

La Figure II.18 (d) montre que la bande-passante normalisée générale décroît fortement avec ω_0 . Ainsi, plus la fréquence propre est basse, plus l'interface d'ajustement électrique est capable d'élargir la bande-passante. Quand Target = $20 \text{ kg} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3}$, $\Delta f_h^{\text{RC-R}}/f_0 = 11,3 \%$ pour $f_0 = 30 \text{ Hz}$, et 4,6 % pour 59 Hz. A partir de 98 Hz, la NPD du récupérateur chute en dessous de $20 \text{ kg} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3}$. Pour une certaine amplitude d'accélération et un certain volume, en prenant Target = $20 \text{ kg} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3}$, cela signifie que le récupérateur ne peut pas fournir le niveau de puissance exigé par le cahier des charges. Tant que l'on n'améliore pas les paramètres Γ , ρ ou Q , et tant que l'amplitude d'accélération est maintenue, la seule façon d'atteindre le niveau de puissance requis est de choisir un transducteur de taille plus élevée, ce qui revient à abaisser le paramètre Target.

En partant de l'équation (II.35), il est possible de démontrer rigoureusement la monotonie de $\Delta f_h^{\text{RC-R}}/f_0$ vis-à-vis de chaque paramètre (voir Annexe C), ce qui confirme les observations faites sur le cas d'étude précédent et les généralise à tous les cas possibles.

Ainsi, sachant que ω_0 et Target ne sont pas des critères de performances mais plutôt des contraintes issues du cahier des charges formulé selon l'application, les règles de conception pour augmenter la bande-passante normalisée générale sont les suivantes :

- maximiser la masse volumique effective ρ ;
- maximiser la densité de couplage électromagnétique Γ ;
- maximiser le facteur de qualité mécanique Q .

On peut noter également que les conditions les plus favorables à une bande-passante large sont une pulsation propre ω_0 la plus faible possible et un paramètre Target le plus faible possible.

Ainsi, les meilleurs récupérateurs à conversion électromagnétique associés à une interface d'ajustement électrique résistive-capacitive sont ceux qui ont la plus grande masse volumique effective, la plus grande densité de couplage électromagnétique et le plus haut

facteur de qualité. Ce résultat offre de nouvelles perspectives pour la conception et l'optimisation des récupérateurs d'énergie vibratoire larges bandes à conversion électromagnétique, car la définition de la bande-passante à -3dB amenait jusqu'à présent à la conclusion selon laquelle il fallait au contraire minimiser le facteur de qualité et la masse volumique effective du récupérateur. La section suivante présente une approche permettant d'optimiser la forme des trois topologies de transducteurs électromagnétiques décrites en section II.1 afin de maximiser leur masse volumique effective et leur densité de couplage électromagnétique.

II.3 Approche pour l'optimisation des récupérateurs d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique associés à une interface d'ajustement électrique

Après avoir énoncé en section II.2 les règles de conception permettant de maximiser l'élargissement de la bande-passante d'un récupérateur d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique équipé d'une interface d'ajustement électrique, la section II.3 cherche à déterminer les limites de chaque topologie de transducteur sur le plan de la densité de couplage et de la masse volumique effective en optimisant leur forme. Le but recherché est d'identifier les topologies de transducteur les plus pertinentes pour la récupération d'énergie vibratoire large bande avec ajustement électrique.

L'approche proposée dans cette section se base sur l'hypothèse simplificatrice selon laquelle le facteur de qualité mécanique d'un récupérateur d'énergie vibratoire est indépendant de la forme du transducteur. En effet, le facteur de qualité mécanique est difficile à prédire car il dépend de nombreux facteurs, notamment de facteurs extérieurs au transducteur électromagnétique (ressorts, encastrement), et l'optimisation complète d'un récupérateur devrait donc en principe faire appel à la modélisation de phénomènes complexes (pertes thermoélastiques dans le ressort, amortissement visqueux) qui sortent du cadre de la thèse, consacrée à l'optimisation du transducteur.

II.3.1 Principe de l'approche proposée

L'approche proposée consiste en une optimisation multicritère de la masse volumique effective ρ et de la densité de couplage électromagnétique Γ , réalisée en faisant varier les paramètres se rapportant à la forme des trois topologies T1, T2 et T3 présentées en section II.1. Le calcul de Γ repose sur une simulation FEM du flux magnétique Φ en fonction du déplacement relatif x entre la partie fixe et la partie mobile de chaque transducteur. Le coefficient de transduction β est obtenu par dérivation de Φ par rapport à x . Du fait de la symétrie axiale de chaque topologie, il est possible d'effectuer ces simulations FEM en utilisant l'option « 2D axisymétrique » du logiciel ALTAIR® FLUX®, dont la précision est meilleure, à temps de calcul équivalent, que dans le cas de l'option « 3D » (voir [80]). La Figure II.19 illustre le calcul du coefficient de transduction à partir de simulations FEM sur ALTAIR® FLUX®.

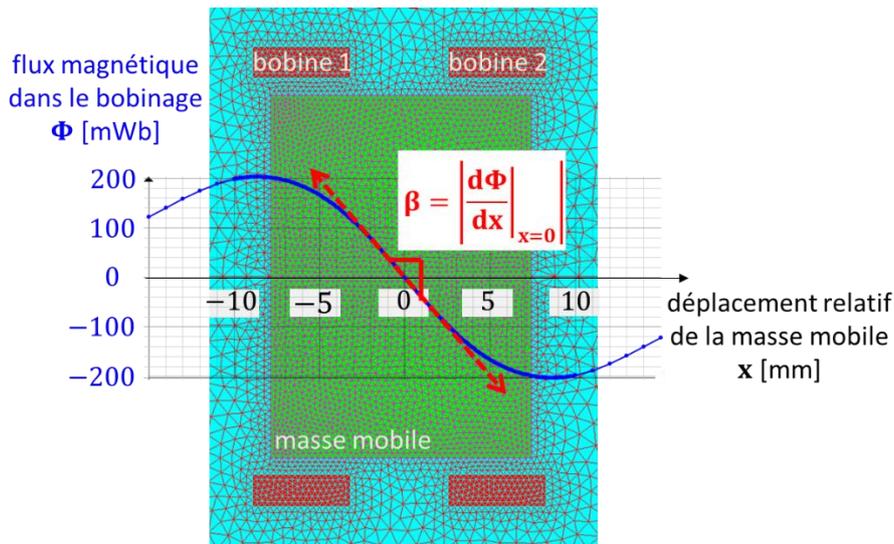


Figure II.19 – Visualisation du maillage sur ALTAIR® FLUX® dans le cas de la topologie T1 pour un déplacement relatif de la masse mobile $x = 0$, superposé au tracé du flux magnétique en fonction de x . Comme l'option « 2D axisymétrique » est sélectionnée, du fait de symétrie axiale du transducteur, les nœuds du maillage sont répartis dans un plan en deux dimensions, mais le résultat du calcul est équivalent à ce qui serait obtenu avec l'option « 3D ».

Connaissant le coefficient de transduction β du transducteur, la résistance R_c du bobinage, la masse mobile M et le volume V du transducteur, il est possible de calculer la masse volumique effective ρ et la densité de couplage électromagnétique Γ associée à chaque topologie. En réalisant ce calcul pour toutes les formes d'une topologie donnée, chaque forme peut être associée à un point dans un plan ayant pour abscisse la masse volumique effective ρ , et pour ordonnée la densité de couplage électromagnétique Γ . Une représentation schématique de ce nuage de points est proposée en Figure II.20.

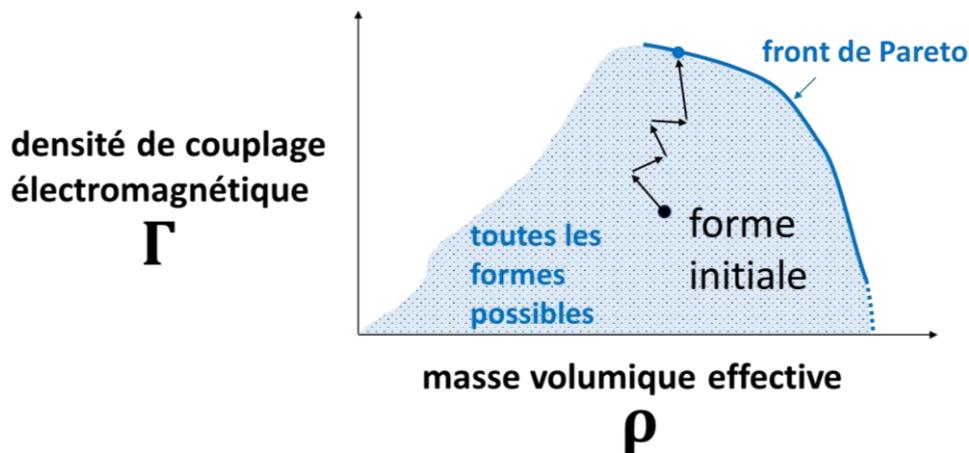


Figure II.20 – Représentation schématique de toutes les formes possibles d'une topologie donnée de transducteur dans le plan (ρ, Γ) , et illustration de la convergence d'un algorithme d'optimisation partant d'une forme initiale à l'une des formes appartenant au front de Pareto.

Ce nuage de points est borné selon l'axe Γ . En effet, d'après ce qui a été vu en section II.1.1, il existe toujours un dimensionnement de la forme du transducteur qui maximise le couplage électromagnétique. Ensuite, comme il est impossible de dépasser la densité du matériau constituant la masse mobile, le nuage de points est également borné selon l'axe ρ . Enfin, comme on sait que les meilleurs transducteurs sur le plan de la bande-passante sont ceux qui maximisent simultanément la masse volumique effective et la densité de couplage

électromagnétique, les meilleures formes d'une topologie donnée appartiennent à la courbe bleue située sur la frontière en haut à droite du nuage de points de la Figure II.20, désignée sous le nom de front de Pareto. En l'absence d'information sur le paramètre Target, le facteur de qualité Q et la pulsation propre ω_0 , il n'est pas encore possible de déterminer la meilleure forme parmi les points de ce front de Pareto : il s'agit d'une présélection de formes parmi lesquelles se trouve la forme optimale, cette dernière devant être choisie en fonction du triplet (Target, Q , ω_0).

Il existe différents algorithmes permettant de déterminer le front de Pareto correspondant à un problème d'optimisation multicritère. Sans prétendre fournir la méthode d'optimisation la plus efficace sur le plan du temps de convergence, l'approche proposée consiste à rechercher N points de ce front de Pareto (dans ce chapitre, on estime que 8 points sont suffisants pour comparer les trois topologies entre elles) en définissant un critère d'optimisation intermédiaire C_n donné par (II.36).

$$C_n = \Gamma^{\left(\frac{n}{N}\right)} \cdot \rho^{\left(1-\frac{n}{N}\right)} \quad (\text{II.36})$$

Pour n variant de 1 à N , on fait converger N fois un algorithme d'optimisation de la forme maximisant le critère C_n à l'aide du logiciel ALTAIR® HYPERSTUDY®, en considérant la convergence atteinte lorsque le critère C_n augmente de moins de 0,1 % d'une itération à l'autre de l'algorithme. En supposant que le front de Pareto est convexe (sa convexité pourra être vérifiée a posteriori), les N formes vers lesquelles l'algorithme converge constituent une approximation de ce front. Ce procédé algorithmique en N étapes, qui résulte en une liste de N formes, une liste Γ_n de N densités de couplage électromagnétique et une liste ρ_n de N masses volumiques effectives, est décrit par le diagramme de la Figure II.21.

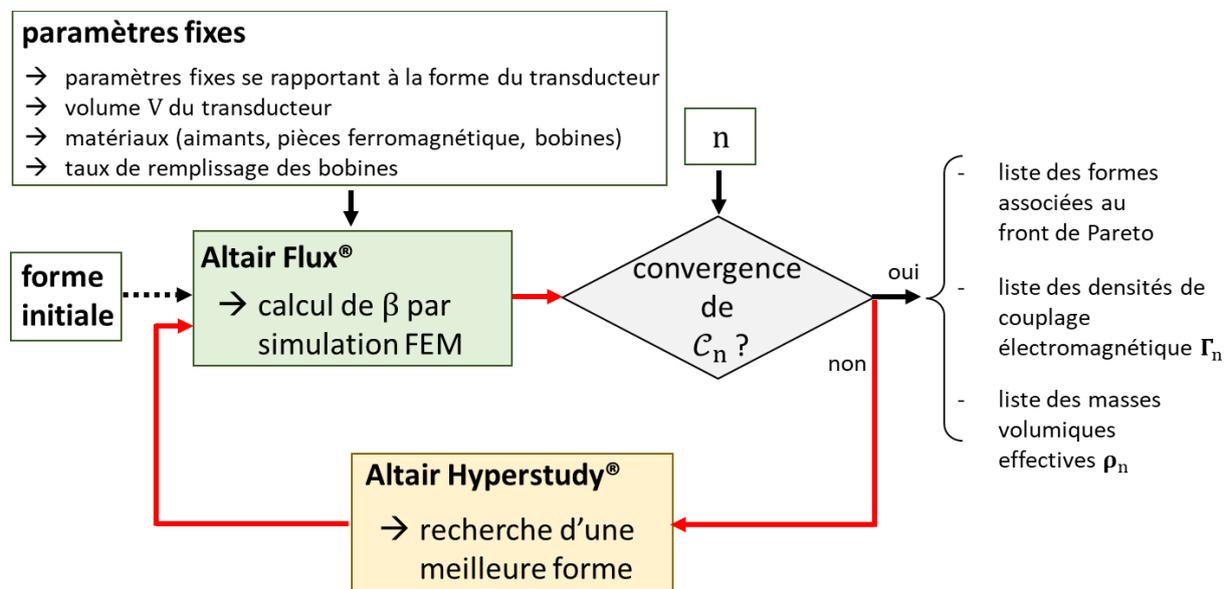


Figure II.21 – Diagramme du procédé d'optimisation menant au front de Pareto des trois topologies T1, T2 et T3. Ce procédé consiste à faire varier les paramètres se rapportant à la forme du transducteur à l'aide du logiciel ALTAIR® HYPERSTUDY®, et à calculer les performances du transducteur à l'aide du logiciel ALTAIR® FLUX® jusqu'à ce que le critère C_n converge.

L'application de cette méthode à une topologie donnée fournit une vue complète de ses meilleures performances en termes de ρ et Γ , facilitant son dimensionnement.

L'application de cette méthode à plusieurs topologies différentes permet de comparer les fronts de Pareto entre eux et déterminer quelle topologie est la plus pertinente.

II.3.2 Application de l'approche aux trois topologies T1, T2 et T3

Cette section vise à déterminer quelle topologie parmi T1, T2 et T3, présentées en section II.1, est la plus à même de présenter une bande-passante large avec l'ajustement électrique. On applique pour cela la démarche décrite en section II.3.1. Le Tableau II.8 dresse la liste des paramètres se rapportant à la forme de chaque transducteur, ces paramètres étant laissés libres ou fixes pendant la phase d'optimisation.

Tableau II.8 – Paramètres se rapportant à la forme des trois topologies T1, T2 et T3 décrites en section II.1, ces paramètres étant laissés libres ou fixes pendant la phase d'optimisation.

Topologie	Paramètres fixes se rapportant à la forme du transducteur		Paramètres libres se rapportant à la forme du transducteur						
	t_g [mm/cm ³]	$g_1 + g_2$ [mm/cm ³]	r_m	h_m	t_c	h_c	h_g		
T1	0,1		r_m	h_m	t_c	h_c	h_g		
T2	0,1		r_m	h_m	t_c	h_c	h_g	h_f	t_m
T3	0,1	0,2	r_m	h_m	t_c	h_{f1}	h_{f2}	h_{f3}	t_f

Les paramètres t_g et $g_1 + g_2$ sont fixés car ils doivent tenir compte de certaines considérations supplémentaires par rapport aux paramètres laissés libres. Le paramètre t_g , qui correspond à un jeu mécanique, doit être strictement supérieur à zéro pour éviter les frottements entre la partie mobile et la partie fixe de chaque récupérateur. La constante $g_1 + g_2$ (dans le cas de T3) correspond au double de l'amplitude de déplacement de la masse mobile au-delà de laquelle celle-ci entre en contact avec la partie fixe du récupérateur. A volume de transducteur constant, il est préférable que t_g et $g_1 + g_2$ soient choisis le plus proche possible de zéro pour accroître les performances sur le plan de la masse volumique effective et de la densité de couplage électromagnétique. Cependant, si t_g est choisi trop petit, la structure risque de ne pas être fabricable, et si $g_1 + g_2$ est choisi trop petit, la masse mobile risque d'arriver en butée pour une trop faible accélération. Pour comparer équitablement les trois topologies, il est important que ces considérations mentionnées soient identiques d'une topologie à l'autre. Ainsi, pour un volume donné de transducteur, le même jeu mécanique doit être fixé pour les trois topologies. Sachant que ρ et Γ sont indépendants du volume par homothétie des paramètres se rapportant à la forme du transducteur, cela revient à fixer, pour chaque topologie, un même jeu mécanique normalisé par le volume, et c'est pourquoi t_g et $g_1 + g_2$ sont exprimés en mm/cm³ dans le Tableau II.8. En pratique, un volume de 10 cm³ a été imposé, tandis que les paramètres t_g et $g_1 + g_2$ ont été fixés respectivement à 1 et 2 mm sur le logiciel ALTAIR® HYPERSTUDY®.

De plus, pour garantir la justesse de la comparaison, les mêmes matériaux sont attribués pour chaque topologie. Pour les aimants, le matériau choisi correspond à un alliage de néodyme-fer-bore possédant un champ résiduel $B_r = 1,44$ T. Pour les bobines (qui sont

en cuivre), le taux de remplissage est fixé à $f_c = 50 \%$. Comme indiqué en section II.1.1, les valeurs choisies du champ résiduel B_r et du taux de remplissage f_c sont atteignables en pratique. Pour les éléments ferromagnétiques, le matériau choisi correspond à un alliage de fer-silicium référencé sous le nom de « Cogent_M270_50A_50Hz » dans la base de données du logiciel ALTAIR® FLUX® (voir [80]). Ce matériau possède une perméabilité magnétique relative initiale de 16000 et une aimantation à saturation de 2 T. Comme les propriétés des matériaux de la base de données d'ALTAIR® FLUX® sont issues de fiches techniques produits fournies par les fabricants, on estime que ces propriétés sont atteignables en pratique.

L'application de la démarche d'optimisation décrite à la section II.3.1 sur les topologies T1, T2 et T3 permet de tracer leurs fronts de Pareto respectifs en Figure II.22.

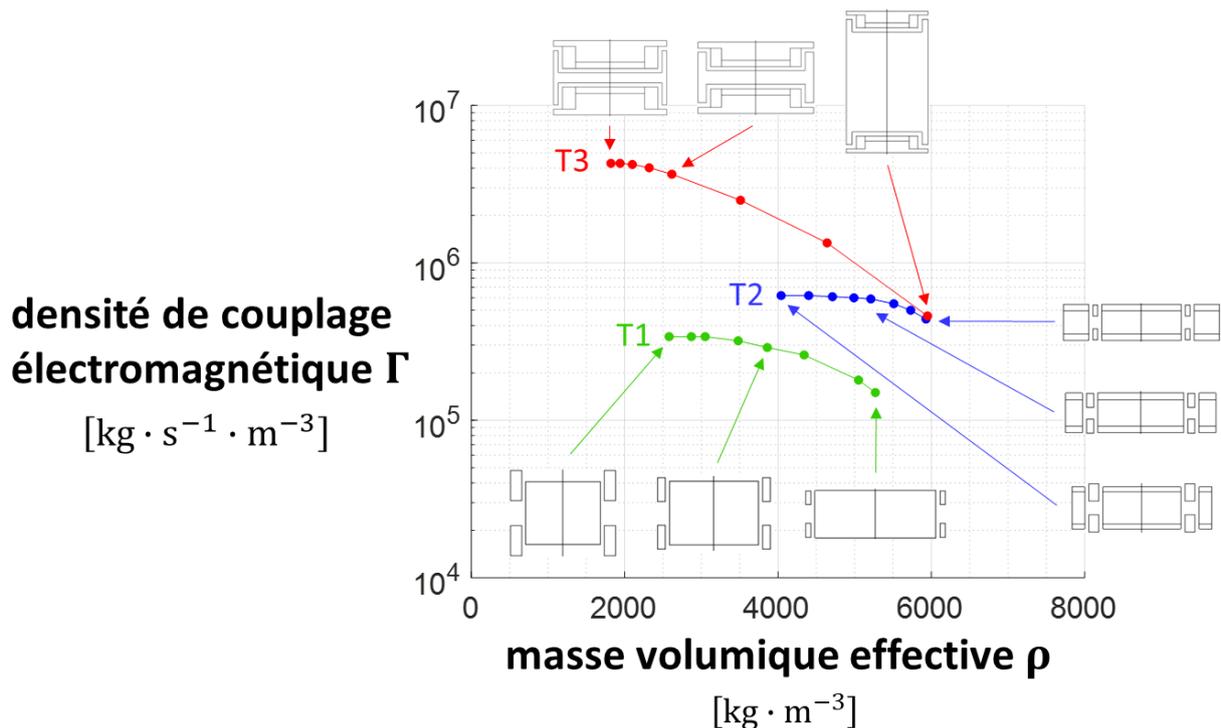


Figure II.22 – Tracé des fronts de Pareto en fonction de ρ et de Γ pour les topologies T1, T2 et T3 en appliquant la démarche décrite à la section II.3.1.

La Figure II.22 montre que la topologie T3, qui est de type AF¹², atteint de plus hautes valeurs de densité de couplage électromagnétique et de masse volumique effective que les topologies T1 et T2, qui sont de type BA¹³. Pour des valeurs de Q , ω_0 et Target identiques, la topologie T3 optimisée géométriquement atteint donc une bande-passante supérieure aux deux autres. Cela rejoint les conclusions de [48] affirmant que les transducteurs faisant appel à des circuits magnétiques à réductance variable sont plus susceptibles de présenter une bande-passante large avec l'ajustement électrique que celles de type BA.

¹² Pour rappel, la classification des transducteurs électromagnétiques proposée en section II.1 définit les transducteurs AF ou « Aimant-Fer » comme ceux impliquant un mouvement relatif entre une source magnétique et un ensemble constitué de pièces ferromagnétiques.

¹³ Pour rappel, la classification des transducteurs électromagnétiques proposée en section II.1 définit les transducteurs BA ou « Bobine-Aimant » comme ceux impliquant un mouvement relatif entre une source magnétique et un bobinage.

La Figure II.22 montre également que T2, la topologie de type BA+, c'est-à-dire celle incluant des éléments ferromagnétiques supplémentaires solidaire de l'aimant, atteint de meilleures performances en termes de ρ et Γ que T1, qui en est dépourvue (type BA-). Conformément à ce qui a été montré en section II.1.2, il est donc recommandé, pour un transducteur de type BA, de choisir une topologie comprenant des pièces en matériau ferromagnétique doux afin d'obtenir une meilleure bande-passante avec l'ajustement électrique.

Afin de situer les résultats précédents par rapport à la littérature, on propose de confronter ces courbes aux performances des récupérateurs de la littérature d'après le Tableau II.4, ce qui conduit à la Figure II.23.

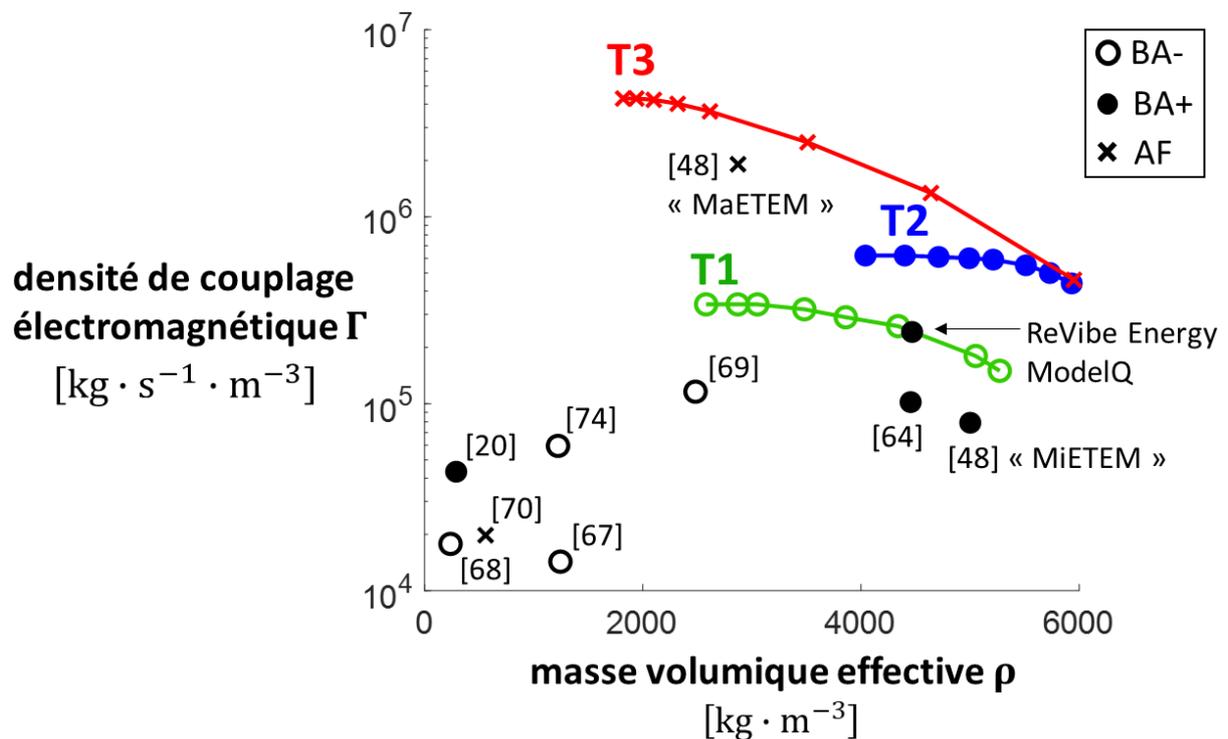


Figure II.23 – Confrontation des fronts de Pareto associés aux topologies T1, T2 et T3 avec les transducteurs de la littérature d'après le Tableau II.4.

La topologie T1, qui est de type BA-, pourrait donner lieu à de meilleures performances que les transducteurs appartenant à la même catégorie dans la littérature sur le plan de la masse volumique effective et de la densité de couplage électromagnétiques. Il en va de même pour la topologie T2 et de la topologie T3 vis-à-vis, respectivement, des topologies BA+ et AF de la littérature. Cependant, il ne faut pas oublier les hypothèses faites (par exemple sur les matériaux), ou les contraintes de fabrication non prises en compte dans cette étude d'optimisation, amenant parfois à devoir choisir une forme différente de la forme optimale dans la pratique.

En spécifiant les valeurs de Q , ω_0 et Target, on peut comparer la bande-passante maximale de chaque topologie. Pour une topologie donnée, on désigne par bande-passante maximale la bande-passante de la forme atteignant la plus haute bande-passante parmi l'ensemble des formes du front de Pareto. Comme on considère une interface d'ajustement

capable d'émuler une résistance variable et une capacité variable, avec l'hypothèse $L_c = 0$ (voir section II.2), la bande-passante maximale est calculée d'après la formule (II.35). Cette grandeur est notée $\max(\Delta f_h^{RC-R})/f_0$. Ainsi, en reprenant le cas d'étude de la section II.2.3 où $\text{Target} = 20 \text{ kg} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3}$, et en considérant un facteur de qualité de $Q = 50$ et une fréquence propre de $f_0 = 50 \text{ Hz}$, on obtient les valeurs indiquées dans le Tableau II.9.

Tableau II.9 – Masse volumique effective, densité de couplage électromagnétique et bande-passante maximale des topologies T1, T2 et T3 dans le cas d'étude caractérisé par $\text{Target} = 20 \text{ kg} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3}$, $Q = 50$ et $f_0 = 50 \text{ Hz}$.

Topologie	ρ [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]	Γ [$\text{kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$]	Bande-passante maximale avec $\text{Target} = 20 \text{ kg} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3}$, $Q = 50$ et $f_0 = 50 \text{ Hz}$
T1	4340	$2,6 \cdot 10^5$	10 %
T2	5210	$5,9 \cdot 10^5$	15 %
T3	2615	$3,7 \cdot 10^6$	21 %

Ainsi, pour un même cahier des charges en termes de ω_0 et Target , et en supposant que les trois récupérateurs ont le même facteur de qualité mécanique, la bande-passante de T3 est 1,4 fois supérieure à celle de T2, et 2,1 fois supérieure à celle de T1.

Cependant, en pratique, il n'est pas certain que les trois récupérateurs puissent avoir le même facteur de qualité mécanique. Selon la manière dont un transducteur de type AF est implémenté (matériau ferromagnétique en ferrite douce, en tôles feuilletée, etc.), il peut être affecté par différents phénomènes dissipatifs comme les courants de Foucault ou l'hystérésis magnétique, à l'origine de pertes susceptibles de faire baisser le facteur de qualité mécanique. Afin d'évaluer l'impact potentiel de ces phénomènes sur la bande-passante, on propose de comparer T2 et T3 pour différents facteurs de qualité mécanique. La Figure II.24 représente la bande-passante maximale de T2 et T3 à $f_0 = 50 \text{ Hz}$ pour $Q = 20$ et $Q = 50$.

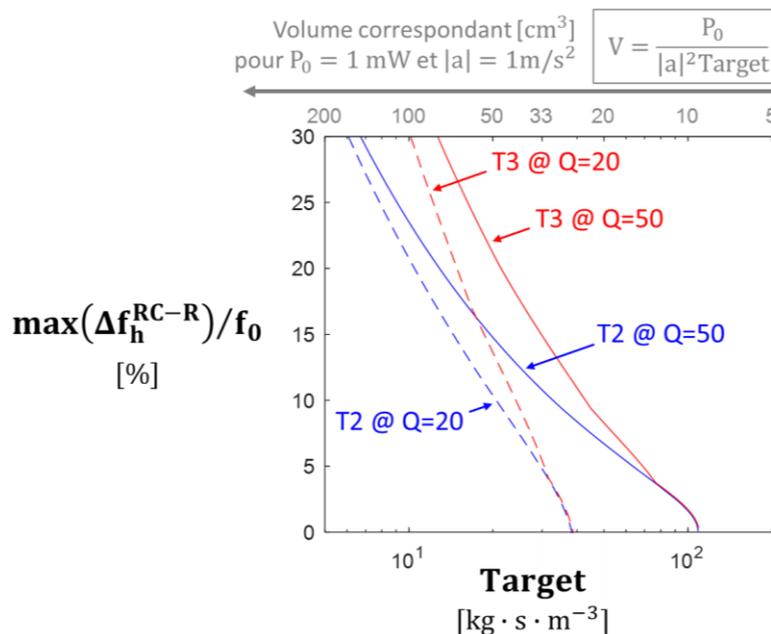


Figure II.24 – Bande-passante maximale calculée pour les topologies T2 et T3 en fonction de Target pour $Q = 20$ et $Q = 50$ à $f_0 = 50 \text{ Hz}$. Le deuxième axe des abscisses affiché en gris en haut du graphique représente le volume du transducteur si la puissance moyenne requise par l'application était de 1 mW à une accélération d'amplitude 1 m/s^2 (cette puissance et cette accélération est posée arbitrairement à titre de comparaison).

Sur la Figure II.24, en calculant la bande-passante maximale pour $Q = 50$ et pour $\text{Target} = 20 \text{ kg} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3}$, on retrouve les valeurs du Tableau II.9 pour T2 et T3. Une autre façon de lire le graphique consiste à fixer une valeur de bande-passante et rechercher le paramètre Target correspondant. Par exemple, toujours en posant $Q = 50$ pour les deux systèmes, et en supposant que le cahier des charges impose non pas le paramètre Target mais une bande-passante de 15 %, on lit alors que T3 atteint un paramètre Target de $30 \text{ kg} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3}$, tandis que T2 n'atteint que $20 \text{ kg} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3}$ (dans ce contexte où la bande-passante est vue comme une contrainte du cahier des charges, le paramètre Target est alors la grandeur que l'on cherche à maximiser). Cela signifie que pour une même puissance moyenne récupérée, et pour une même amplitude d'accélération, T3 pourrait occuper un volume 1,5 fois plus faible que T2, comme on peut le voir sur la Figure II.24 avec l'aide de l'axe affiché en gris en haut du graphique.

En considérant la courbe de T3 pour laquelle $Q = 20$ et la courbe de T2 pour laquelle $Q = 50$, on constate que T2 atteint une plus grande bande-passante que T3 dès lors que l'application exige une densité de puissance normalisée supérieure à $20 \text{ kg} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3}$. Inversement, T3 atteint une plus grande densité de puissance normalisée que T2 dès lors que l'application exige une bande-passante supérieure à 15 %.

Ainsi, en généralisant, les transducteurs AF sont, du fait de leur plus grand couplage électromagnétique, les plus aptes à présenter une bande-passante large avec l'ajustement électrique. Cependant, s'ils présentent un facteur de qualité mécanique trop faible, ils peuvent alors s'avérer moins larges bandes que certains transducteurs de type BA lorsque le cahier des charges requiert une densité de puissance élevée.

II.4 Conclusion du chapitre

Ce chapitre a permis de démontrer deux résultats décisifs pour le domaine de la récupération d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique avec ajustement électrique. Le premier résultat est le fait que pour maximiser la bande-passante, les meilleurs récupérateurs associés à une interface d'ajustement électrique résistive-capacitive sont ceux qui ont la plus grande masse volumique effective, la plus grande densité de couplage électromagnétique et le plus haut facteur de qualité. Pour démontrer ce résultat, la section II.2 s'appuie sur une définition de la bande-passante plus générale que la définition usuelle de la bande-passante normalisée à -3dB. Cette nouvelle définition donne lieu à des comparaisons plus justes du point de vue applicatif entre plusieurs récupérateurs d'énergie vibratoire, et est donc plus appropriée pour déterminer l'influence des différentes propriétés physiques d'un récupérateur sur sa bande-passante. Le second résultat repose sur une étude comparative de trois topologies de transducteurs électromagnétiques présentées en section II.1. En s'appuyant sur une nouvelle approche permettant d'optimiser la forme de ces trois topologies pour maximiser la bande-passante d'après les recommandations de la section II.2, la section II.3 montre que la topologie T3, qui implique un mouvement relatif entre une source magnétique et un ensemble constitué de pièces ferromagnétiques, est capable de présenter de meilleures performances que les deux autres topologies sur le plan de la masse volumique effective et du couplage électromagnétique. Il est ainsi préférable de faire appel à cette

catégorie de transducteur, désignée sous le nom d'Aimant-Fer, pour maximiser la bande-passante des récupérateurs d'énergie vibratoire équipés d'une interface d'ajustement électrique.

Le Chapitre II remplit les trois premiers objectifs de la thèse établis en section I.2.3, à savoir, définir un critère de performance adapté à la problématique de l'élargissement de la bande-passante des récupérateurs d'énergie vibratoire, étudier l'influence des différentes propriétés physiques d'un récupérateur d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique sur le nouveau critère de bande-passante afin d'en tirer des règles générales de conception lorsque le récupérateur est équipé d'une interface d'ajustement électrique, et identifier les meilleures topologies de transducteurs électromagnétiques permettant de maximiser la bande-passante. Pour remplir le quatrième objectif, qui est de fabriquer un récupérateur d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique le plus large bande possible avec une interface d'ajustement électrique, les résultats du Chapitre II suggèrent l'utilisation de la topologie T3 du fait de ses meilleures performances par rapport à T1 et T2. Dans le Chapitre III, d'importantes modifications seront apportées à T3 pour améliorer ses performances et faciliter sa mise en œuvre en pratique. Ces modifications conduiront à une nouvelle topologie, désignée sous le nom de T4, et qui sera à la base d'un nouveau prototype.

Chapitre III : Fabrication d'un prototype à forte densité de couplage électromagnétique et élargissement de sa bande-passante par ajustement électrique

Le but de ce chapitre est de valider les résultats théoriques du Chapitre II, d'une part en réalisant un prototype à forte densité de couplage électromagnétique, et d'autre part en mesurant l'élargissement de sa bande-passante par ajustement électrique. Ce prototype a fait l'objet d'une demande de brevet déposée pendant la thèse. Il repose sur une topologie de transducteur électromagnétique de type Aimant-Fer, que l'on désignera sous le nom de T4, résultant d'une évolution de la topologie T3 précédemment étudiée au Chapitre II.

En section III.1, la topologie T4 sera présentée en expliquant les raisons de son choix par rapport à la topologie T3. La structure finale du prototype sera également détaillée en précisant les contraintes pratiques justifiant la forme choisie. Les informations concernant la fabrication du prototype et sa caractérisation seront données en section III.2. Les mesures permettront de conclure quant aux performances du prototype sur le plan de la bande-passante et de la densité de puissance normalisée. Enfin, plusieurs pistes d'amélioration seront discutées en section III.3.

Publications associées aux travaux de ce chapitre :

- Delattre G, Vigne S, Brenes A, and Boisseau S, Electromagnetic transducer for harvesting vibratory energy, Demande N° FR2112868 déposée le 02/12/2021.

III.1 Présentation de la topologie T4, dimensionnement et mise en œuvre

III.1.1 Principe et dimensionnement

Dans la littérature, certains transducteurs électromagnétiques de type AF sont constitués d'une masse mobile dont le déplacement n'est pas limité par les éléments actifs du transducteur. C'est notamment le cas des récupérateurs proposés dans [81] et dans [82] (voir Figure III.1).

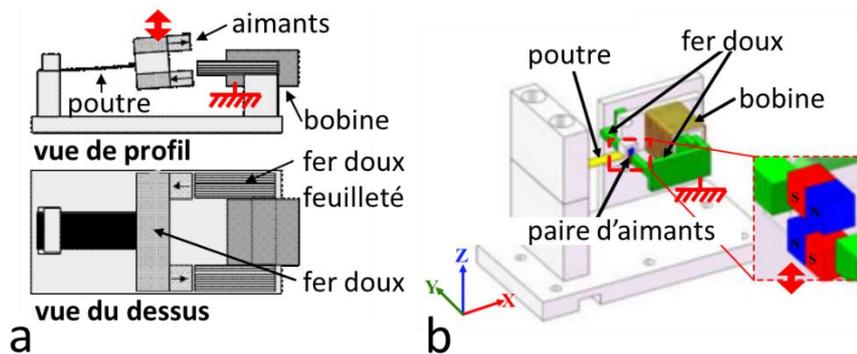


Figure III.1 – Exemples de transducteurs électromagnétiques de type Aimant-Fer comportant une masse mobile dont le déplacement n'est pas limité par les éléments actifs du transducteur : [81] (a) et [82] (b).

De même que pour les deux exemples de la Figure III.1, le concept de transducteur Aimant-Fer présenté dans ce chapitre, désigné sous le nom de T4, est constitué d'une masse mobile dont le déplacement n'est pas limité par les éléments actifs du transducteur. La Figure III.2 fournit une représentation schématique de T4.

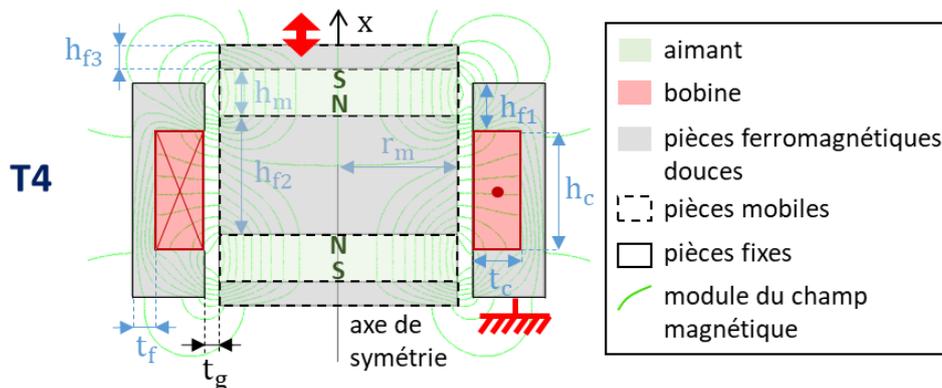


Figure III.2 – Représentation schématique de la topologie T4, un transducteur électromagnétique de type Aimant-Fer, en faisant apparaître le module du champ magnétique calculé par FEM avec le logiciel ALTAIR® FLUX® pour une masse mobile décentrée de 1 mm par rapport à sa position d'équilibre.

La topologie T4 comprend une masse mobile constituée de deux aimants disques magnétisés axialement, disposés l'un en face de l'autre et séparés par un bloc central en matériau ferromagnétique doux. Au bloc central s'ajoutent deux disques ferromagnétiques supplémentaires collés de l'autre côté de chaque aimant. La masse mobile translate selon l'axe x au travers d'une bobine fixe dans le référentiel du bâti vibrant. D'autres éléments ferromagnétiques sont disposés autour de la bobine en épousant sa forme, et sont fixes par rapport à celle-ci.

La topologie T4 se classe dans la catégorie des transducteurs AF car elle comprend une source magnétique (masse mobile) en mouvement par rapport à un ensemble constitué de pièces en matériau ferromagnétiques doux (éléments ferromagnétiques entourant la bobine). Comme dans le cas de T3, la topologie T4 fait intervenir deux circuits magnétiques à réluctance variable, que l'on qualifie respectivement d'inférieur et de supérieur, mais ils sont disposés de sorte que la variation de flux magnétique puisse être captée par une seule bobine plutôt que deux. La Figure III.3 illustre schématiquement le fonctionnement de T4 en faisant apparaître les deux circuits magnétiques mentionnés.

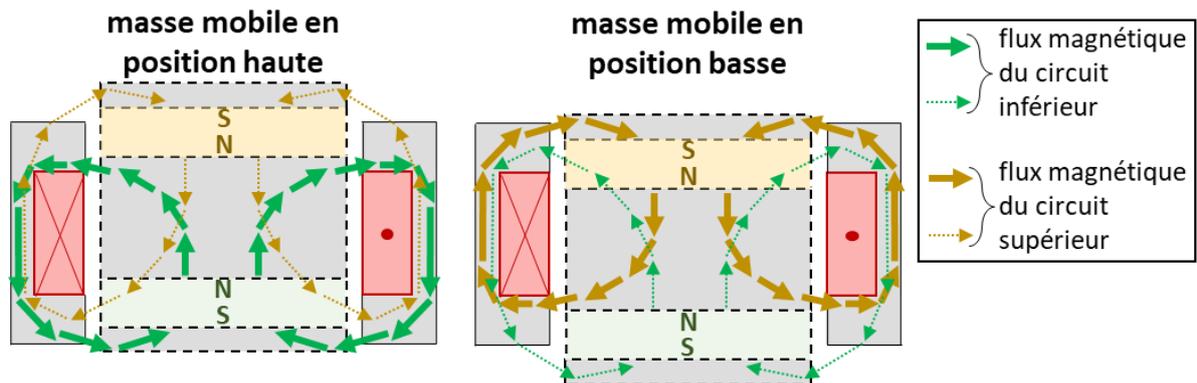


Figure III.3 – Schéma de principe de la topologie T4 illustrant la coexistence de deux circuits magnétiques à réluctance variable, à savoir un circuit magnétique inférieur (passant par l'aimant inférieur) et un circuit magnétique supérieur (passant par l'aimant supérieur). Les flèches en trait plein épais correspondent à un flux magnétique de module élevé par rapport au flux représenté par les flèches en traits pointillés fins.

Le principal intérêt de T4 par rapport à T3 est le fait que la masse mobile n'arrive pas en butée contre le reste du circuit magnétique au-delà d'une certaine amplitude d'accélération. A l'inverse, dans le cas de T3¹⁴, il est nécessaire de réserver un espace assez grand pour que la masse mobile se déplace sans heurter les pièces ferromagnétiques de la partie fixe du récupérateur. Comme cet espace constitue aussi un entrefer du circuit magnétique, l'augmenter revient à diminuer la densité de couplage électromagnétique. Ainsi, d'une part, la forme optimale d'un tel récupérateur dépend de l'amplitude maximale de déplacement de la masse mobile (ce qui peut compliquer l'étape de dimensionnement) ; d'autre part, si un tel récupérateur est dimensionné optimalement pour un certain niveau d'accélération, il ne pourra pas être testé à un niveau d'accélération supérieur sans que la masse mobile arrive en butée contre le reste du circuit magnétique. La topologie T4 a été choisie pour éviter ces deux aspects contraignants.

Les paramètres se rapportant à la forme de la topologie T4 sont indiqués en bleu et en noir sur la Figure II.2. Parmi ces paramètres, h_c désigne la hauteur des bobines, t_c , leur épaisseur, h_m , la hauteur de chaque aimant, r_m , leur rayon, h_{f1} , la hauteur des éléments ferromagnétiques situés au-dessus et en-dessous de la bobine, h_{f2} , la hauteur du bloc central séparant les deux aimants, h_{f3} , la hauteur des disques ferromagnétiques collés sur le côté extérieur de chaque aimants, t_f , l'épaisseur de l'anneau ferromagnétique entourant la bobine, et t_g , le jeu mécanique radial entre la masse mobile et la bobine.

¹⁴ Ce cas concerne également d'autres récupérateurs de la littérature, par exemple ceux présentés dans [48] et [73].

Pour évaluer les performances de la topologie T4 sur le plan de la masse volumique effective et de la densité de couplage électromagnétique, on propose de suivre l'approche d'optimisation multicritère présentée au Chapitre II, les paramètres laissés libres pendant la phase d'optimisation étant les suivants : r_m , h_m , t_c , h_c , h_{f1} , h_{f2} , h_{f3} et t_f . Dans un souci de comparabilité avec les topologies T1, T2 et T3, on attribue à T4 les mêmes matériaux que ceux déjà employés en section II.3.2. Pour la même raison, le taux de remplissage de la bobine est fixé à 50 % et le paramètre géométrique t_g à $0,1 \text{ mm/cm}^3$. Les performances optimales de T4 sur le plan du couplage électromagnétique et de la masse volumique effective (front de Pareto) sont représentées à la Figure III.4, où apparaissent également, à titre de comparaison, celles de T1, T2, T3 et les transducteurs de la littérature. Comme il n'est pas exclu que l'on puisse obtenir un taux de remplissage plus élevé que 50 %, ou bien un paramètre t_g inférieur à $0,1 \text{ mm/cm}^3$, il faut noter que les performances indiquées pour T4 ne sont pas strictement indépassables (c'est aussi le cas pour T1, T2 et T3). Cela donne toutefois une première estimation des performances atteignables.

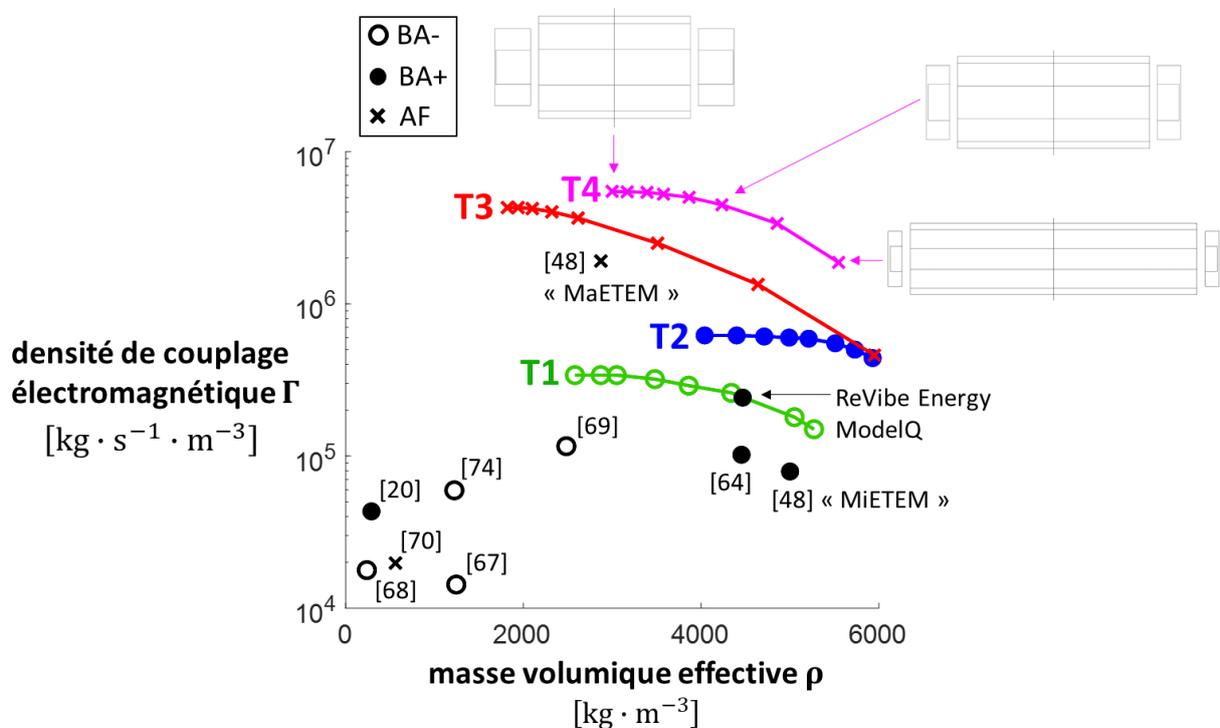


Figure III.4 – Comparaison des fronts de Pareto des topologies T1, T2, T3 et T4 avec les transducteurs de la littérature d'après le Tableau II.4.

En se référant aux conclusions du Chapitre II, la Figure III.4 montre que T4 a un meilleur potentiel de récupération d'énergie vibratoire large bande avec l'ajustement électrique par rapport aux autres topologies, ce qui justifie son choix pour l'élaboration d'un prototype. La section III.1.2 dévoile la structure du prototype principal réalisé au cours de la thèse, que l'on désignera sous le nom de « prototype n°1 ».

III.1.2 Structure du prototype n°1

On propose de lister ci-après les contraintes de fabrication empêchant de reproduire parfaitement les formes trouvées en section III.1.1.

- Les aimants pourraient être réalisés sur mesure, mais le coût et le temps de cette réalisation ne sont pas compatibles avec la thèse : ils sont donc choisis sur étagère. Par conséquent, les dimensions des aimants ne peuvent pas être exactement celles voulues.
- La bobine requiert un support pour la contenir lors de son enroulement, et la protéger pendant le montage du prototype. Ce support diminue l'espace alloué à la bobine qui ne peut donc plus avoir exactement les dimensions voulues.
- Le jeu mécanique t_g doit être le plus faible possible pour garantir les meilleures performances, mais il ne faut pas non plus le choisir trop faible car les imperfections mécaniques de l'assemblage peuvent conduire à ce que la masse mobile frotte avec la partie fixe du récupérateur.
- En plus d'une force magnétique exercée sur la masse mobile le long de l'axe x , il existe une force magnétique dans le sens radial qui attire la masse mobile vers la partie fixe du récupérateur. Pour contrer cette force et éviter qu'il y ait du frottement sec lorsque la masse se déplace, les ressorts doivent être les plus raides possible dans le sens radial, tout en ayant la raideur souhaitée dans le sens axial.
- Pour atténuer les courants de Foucault sans avoir recours à de la ferrite douce (matériau ferromagnétique non conducteur mais présentant une faible limite de saturation), les éléments en matériau ferromagnétique peuvent être réalisés sous la forme d'un empilement de tôles en fer-silicium isolées électriquement.

En tenant compte de ces considérations, le prototype n°1 est représenté sous la forme d'une vue éclatée à la Figure III.5 et à la Figure III.6, puis sous la forme d'une vue en coupe à la Figure III.7.

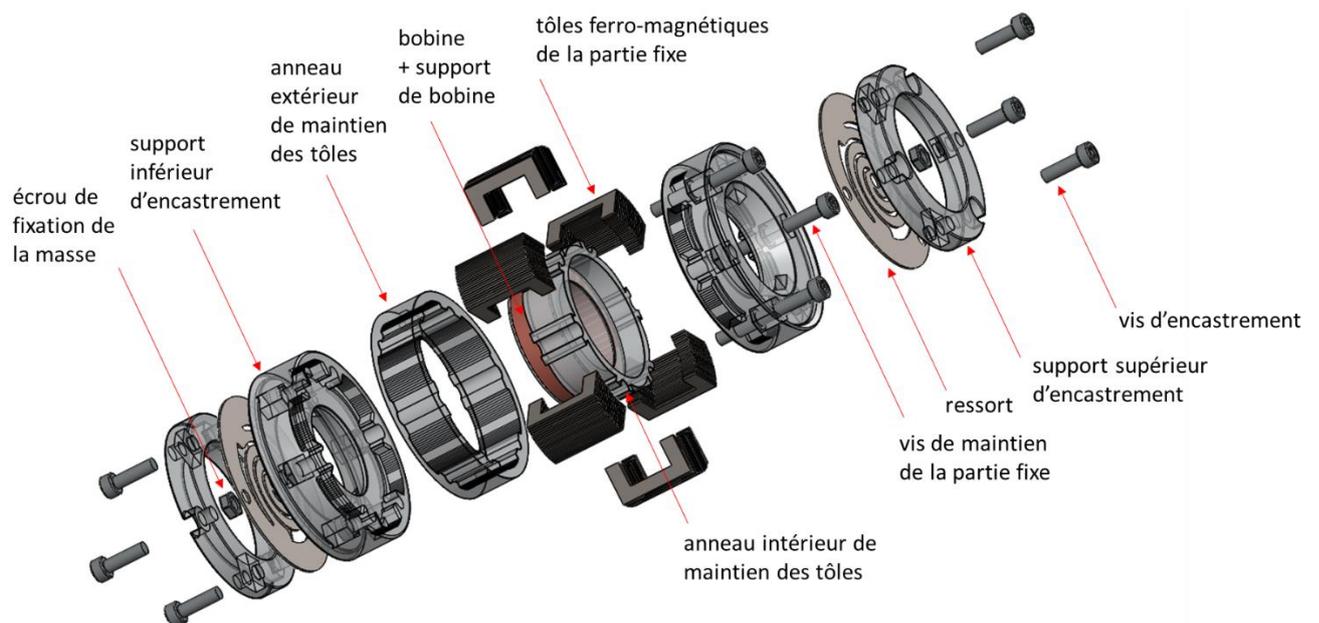


Figure III.5 – Vue éclatée de la partie fixe du prototype n°1.

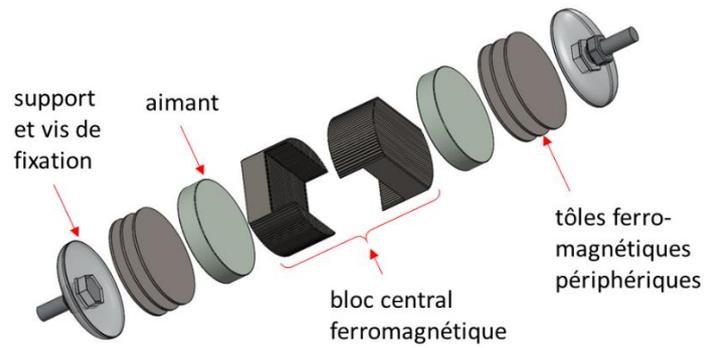


Figure III.6 – Vue éclatée de la masse mobile du prototype n°1.

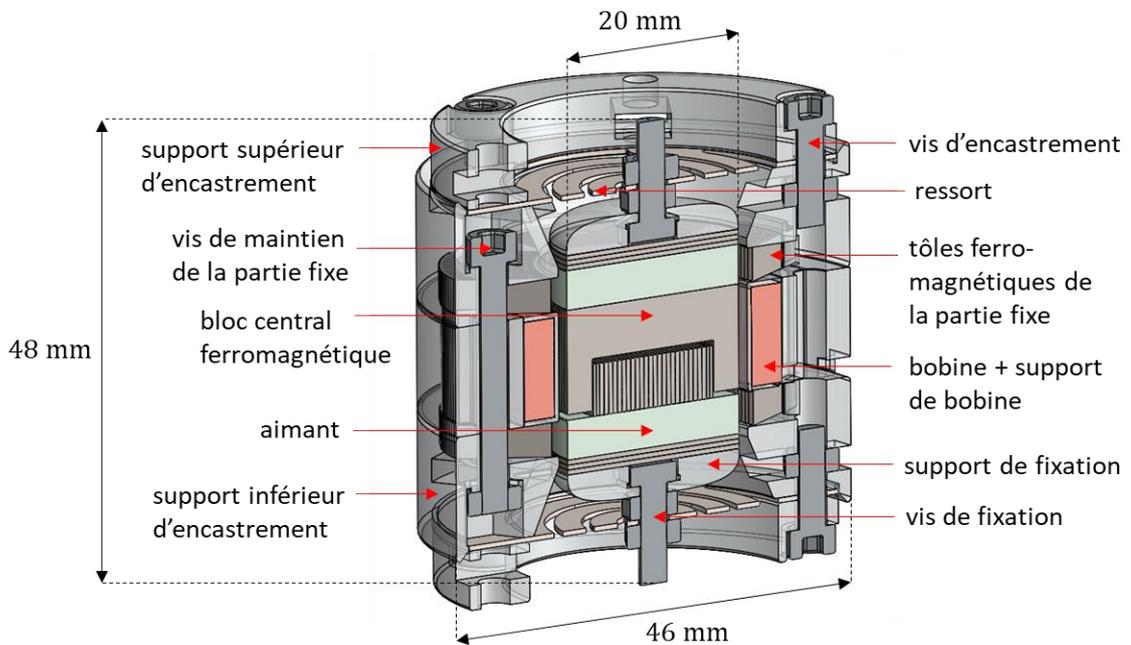


Figure III.7 – Vue en coupe du prototype n°1.

L'assemblage proposé est constitué d'un support de bobine d'épaisseur 0,5 mm autour duquel la bobine est enroulée. L'ensemble constitué de la bobine et de son support s'emboîte dans un « anneau intérieur de maintien des tôles » sur lequel les « tôles ferromagnétiques de la partie fixe » sont encastrées. Au total, 6 paquets de 24 tôles sont répartis autour de l'anneau, les tôles étant isolées entre elles avec un vernis de tropicalisation. Cet anneau intérieur de maintien des tôles est conçu de sorte que l'extrémité intérieure des tôles forme un cercle, afin de garantir un entrefer radial constant le long de ce cercle entre la masse mobile et les tôles. Cet entrefer est noté T_{gf} et vaut ici 1,5 mm. Ensuite, un « anneau extérieur de maintien des tôles » est inséré autour des tôles pour les immobiliser. Deux « supports inférieurs d'encastrement » sont disposés de part et d'autre de l'ensemble formé par les éléments cités précédemment, et sont maintenus par 3 « vis de maintien de la partie fixe ». Des ressorts planaires sont plaqués contre chaque « support inférieur d'encastrement », et comprimés par 2 « supports extérieurs d'encastrement » au moyen de 6 « vis d'encastrement ».

La masse mobile est composée d'un « bloc central ferromagnétique » prenant la forme d'un cylindre sur lequel sont collés deux aimants disques de hauteur 4 mm et de diamètre de

20 mm. Le « bloc central ferromagnétique » est un assemblage de 2 sous-parties identiques, chacune constituée de 28 tôles ferromagnétiques isolées avec un vernis de tropicalisation et collées entre elles. Chaque aimant est surmonté de « tôles ferromagnétiques périphériques » et d'un « support de fixation » collé dessus. Les vis de fixation sont attachées aux supports de fixation avec un premier écrou sur chaque vis, et la masse mobile est reliée aux ressorts au moyen d'un second écrou pressant le ressort contre le premier écrou.

Avant d'aborder la question du dimensionnement des ressorts, on propose de réaliser une simulation FEM du transducteur afin de calculer la force magnétique exercée entre la masse mobile et la partie fixe du récupérateur. Cette simulation permettra également de prédire les performances du prototype n°1 sur le plan de la densité de couplage électromagnétique et de la masse volumique effective. On considère pour cela une version simplifiée du transducteur. La simplification consiste à assimiler les tôles ferromagnétiques de la partie fixe à un bloc massif symétrique par rapport l'axe de déplacement x , et les pièces ferromagnétiques de la partie mobile à un autre bloc massif symétrique par rapport l'axe x . La symétrie axiale résultant de cette simplification permet de sélectionner l'option « 2D axisymétrique » du logiciel ALTAIR® FLUX® et de gagner un temps de calcul significatif. La Figure III.8 représente la structure simplifiée du prototype n°1 avec les lignes du module du champ magnétique d'après la simulation.

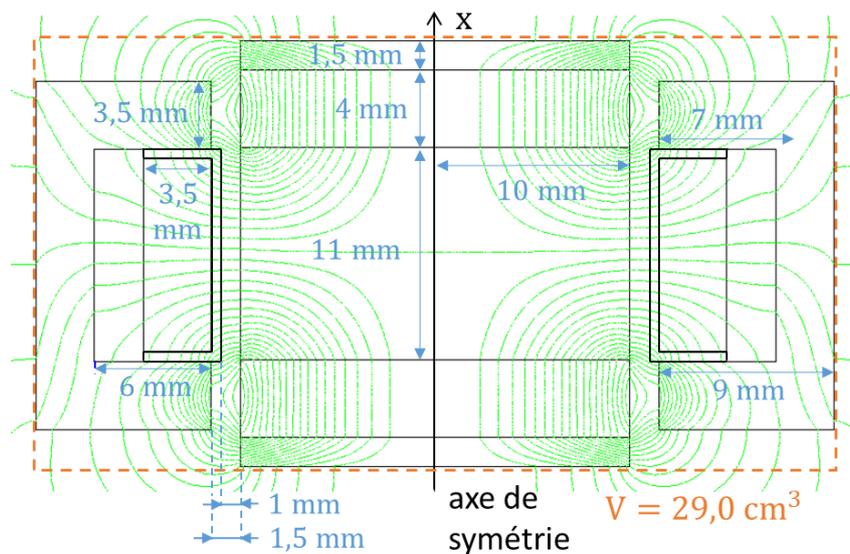


Figure III.8 – Structure simplifiée du prototype n°1 où apparaissent les dimensions des paramètres se rapportant à la forme et les lignes du module du champ magnétique pour $x = 0$ calculé par simulation FEM à l'aide du logiciel ALTAIR® FLUX®. Les traits pointillés orange délimitent le volume cylindrique considéré pour le transducteur (projeté sur le plan d'affichage).

La Figure III.9 représente le résultat de la simulation FEM du prototype n°1 dont on peut déduire le coefficient de transduction β et la raideur magnétique axiale K_{mag} en fonction du déplacement relatif x de la masse mobile.

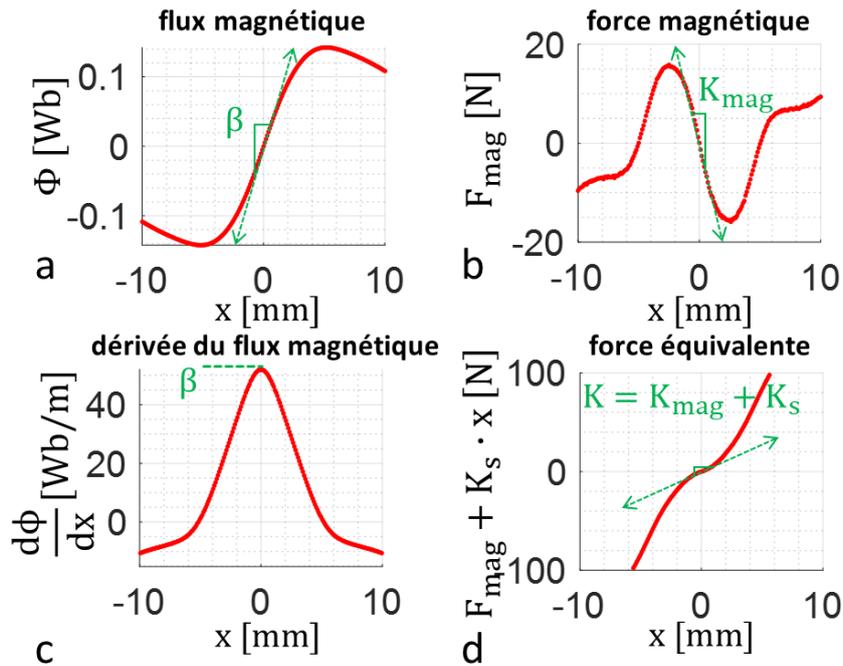


Figure III.9 – Flux magnétique capté par la bobine en fonction du déplacement relatif x de la masse mobile (a) et sa dérivée par rapport à x (c), force magnétique en fonction de x (b), somme de la force magnétique et de la force de rappel du ressort, désignée sous le nom de « force équivalente » (d) d'après une série de simulations FEM du prototype n°1 à l'aide du logiciel ALTAIR® FLUX®.

La simulation FEM du prototype n°1 permet de calculer son coefficient de transduction. Les Figure III.9 (a) et (c) montrent ainsi qu'on a $\beta = 52,0 \text{ N/A}$. Le bobinage étant constitué d'un fil de cuivre de diamètre $160 \mu\text{m}$, on a $R_c = 60,5 \Omega$. Comme indiqué sur la Figure III.8, le volume du transducteur est $V = 29,0 \text{ cm}^3$. En estimant la masse à $52,3 \text{ g}$, le prototype n°1 atteint donc théoriquement une densité de couplage électromagnétique de $1,54 \cdot 10^6 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$ et une masse volumique effective de $1803 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$.

Comme le montre la Figure III.9 (b), la raideur magnétique K_{mag} (dérivée par rapport à x de la force magnétique) est négative ($K_{\text{mag}} = -10,6 \text{ N/mm}$), ce qui signifie qu'en l'absence de ressorts, et en supposant la masse mobile guidée le long de l'axe x , la masse mobile est en état d'équilibre instable lorsqu'elle se situe au centre de la bobine en $x = 0$. Dans ce cas, le système est bistable, mais en ajoutant des ressorts de raideur K_s telle que $K_s > -K_{\text{mag}}$, la raideur équivalente $K = K_{\text{mag}} + K_s$ devient positive, et il est alors possible d'attribuer au système une fréquence propre en régime linéaire. Cette fréquence propre tend vers 0 quand K_s tend vers $-K_{\text{mag}}$, et croît ensuite avec K_s . En dimensionnant les ressorts de sorte que l'on ait, par exemple, $K_s = 16,8 \text{ N/mm}$, on obtient une raideur équivalente positive de $K = 6,2 \text{ N/mm}$, comme on peut le voir sur la Figure III.9 (d), ce qui correspond à une fréquence propre de 57 Hz .

Les ressorts planaires sont dimensionnés pour atteindre une raideur axiale $K_s > 10,6 \text{ N/mm}$ et une raideur radiale aussi élevée que possible afin de guider la masse mobile sans frotter contre la partie fixe du récupérateur. Il s'agit de disques de faible épaisseur, percés d'un trou central pour faire passer la vis de fixation, et de 3 trous périphériques pour faire passer les vis d'encastrement. Des trous de forme plus complexe sont dessinés dans chaque disque pour laisser apparaître 3 poutres-spirales, comme on peut le voir sur la Figure III.10 (a).

Par rapport à une disposition faisant appel à des poutres droites de même longueur, la forme en spirale donne lieu à une structure plus compacte.

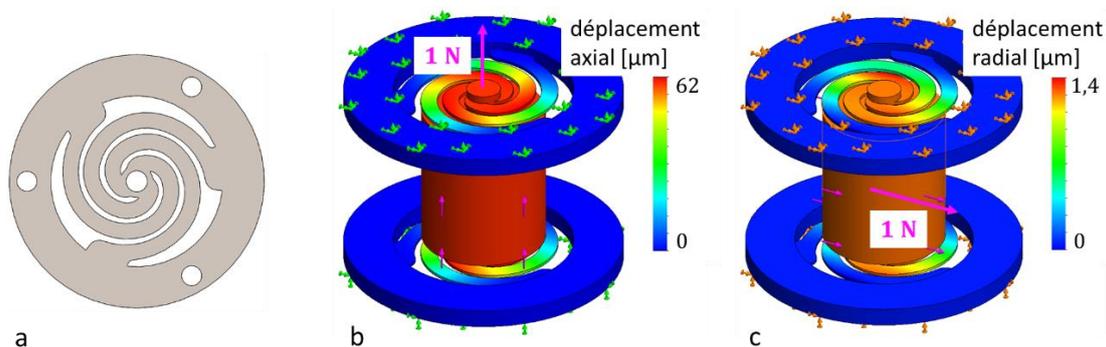


Figure III.10 – Vue de dessus de l’un des ressorts planaires proposés (type A) (a), déplacement axial (b) et radial (c) du système constitué de deux ressorts et d’une masse mobile soumise à une force de 1 N d’après une simulation FEM réalisée sur SOLIDWORKS® SIMULATION® afin d’en déduire la raideur respectivement axiale et radiale.

Les ressorts sont dimensionnés sur la base de simulations FEM effectuées à l’aide du logiciel SOLIDWORKS® SIMULATION en faisant varier les degrés de liberté de la forme proposée. Pour chaque configuration, la raideur a été calculée en divisant la force appliquée au centre du ressort par le déplacement obtenu par simulation. Les Figure III.10 (b) et (c) montrent le résultat de la simulation pour l’un des types de ressorts retenus à l’issue de l’étude. D’après la simulation, ce ressort (désigné sous le nom de « type A ») donne lieu à une raideur axiale $K_s = 16,8 \text{ N/mm}$, et une raideur radiale de 803 N/mm que l’on estime suffisante pour empêcher la masse mobile de se coller aux parois (cette affirmation pourra être vérifiée expérimentalement).

III.2 Fabrication du prototype et performances associées

III.2.1 Fabrication et assemblage du prototype n°1

Les éléments mécaniques du prototype autres que la visserie et les ressorts sont réalisés en résine plastique durcie par stéréolithographie (SLA). Ce matériau étant un isolant électrique, les courants de Foucault peuvent être négligés dans ces éléments. Ces éléments regroupent le support de bobine, les anneaux intérieur et extérieur de maintien des tôles, les supports inférieurs et supérieurs d’encastrement et les supports de fixation de la masse.

La bobine (voir Figure III.11) est enroulée manuellement autour de son support avec du fil de cuivre de diamètre $160 \mu\text{m}$. On parvient à réaliser $N = 1110$ tours, ce qui correspond, en négligeant l’épaisseur de vernis autour du fil, à un taux de remplissage théorique $f_{c,th} = 64 \%$ et à une résistance électrique théorique $R_{c,th} = 77,1 \Omega$. Comme l’épaisseur du vernis est négligée dans ce calcul, le taux de remplissage est en réalité inférieur à la valeur théorique donnée. Pour donner une idée de l’erreur commise, on mesure la résistance électrique de la bobine, qui vaut $R_c = 88,5 \Omega$, soit $14,8 \%$ de plus par rapport à $R_{c,th}$.



Figure III.11 – Photo de la bobine sur son support en plastique et protégée par un ruban adhésif.

La découpe au Laser des ressorts est réalisée par l'entreprise Mechanic-3d dans des plaques d'acier clinquant d'épaisseur 0,5 mm pour les ressorts de type A (voir Figure III.12 (a)) et d'épaisseur 1 mm pour un second type de ressorts désigné sous le nom de type B (voir Figure III.12 (b)).

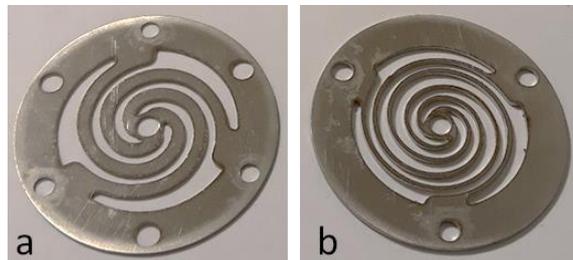


Figure III.12 – Photo d'un ressort planaire de type A (a), et d'un ressort planaire de type B (b).

Les ressorts de type A s'avèrent suffisamment raides radialement, mais pas axialement. Les ressorts de type B sont quant à eux trop souples radialement et axialement. En superposant les deux types de ressorts l'un sur l'autre, on parvient finalement à atteindre une raideur axiale supérieure à la valeur absolue de la raideur magnétique, ainsi qu'une raideur radiale suffisante pour le guidage de la masse. Idéalement, pour éviter des pertes mécaniques liées au frottement entre les ressorts entre eux, la fabrication de nouveaux ressorts plus raides aurait été préférable, mais comme on le verra en section III.3.2, ces pertes n'ont pas un impact significatif sur le comportement global du système. C'est pourquoi la configuration des deux types de ressorts disposés l'un sur l'autre est gardée.

L'ensemble des tôles ferromagnétiques sont découpées au Laser par l'entreprise Orléans-Laser dans des plaques de fer-silicium de 0,5 mm d'épaisseur. Ces plaques sont recouvertes d'un vernis isolant de quelques microns d'épaisseur. Cependant, il semble que le vernis ne résiste pas au passage du laser, et les tôles ne sont donc pas parfaitement isolées au niveau de la ligne de découpe, ce qui oblige à rajouter une couche de vernis supplémentaire (vernis de tropicalisation en spray).

Le montage de la masse mobile commence par le collage et l'emboîtement des tôles ferromagnétiques centrales, qui résulte en un bloc cylindrique feuilleté longitudinalement. Des tests de conductivité réalisés sur ce bloc central montrent que l'isolation électrique de certaines tôles entre elles n'est pas parfaite, ce qui signifie que des courants de Foucault sont susceptibles d'apparaître et d'engendrer des pertes énergétiques. Les aimants, les disques

ferromagnétiques, puis l'attache de fixation sont ensuite collés de part et d'autre du bloc central. La masse mobile, représentée en Figure III.13, atteint une masse $M = 54$ g.



Figure III.13 – Photo de la masse mobile dont le bloc central ferromagnétique est feuilleté longitudinalement.

Pour assembler la partie fixe du récupérateur, la bobine est emboîtée dans l'anneau intérieur de maintien des tôles, puis les tôles ferromagnétiques de la partie fixe sont insérées unes à unes sur l'anneau. On parvient à insérer au total 124 tôles autour de l'anneau plutôt que 144, à cause de l'épaisseur de vernis non prévue initialement. L'ensemble formé par la bobine et les tôles est ensuite emboîté dans l'anneau extérieur de maintien des tôles (voir Figure III.14 (a)), de part et d'autre duquel les deux supports inférieurs d'encastrement sont disposés et vissés l'un à l'autre à l'aide de trois vis et écrous (voir Figure III.14 (b)).

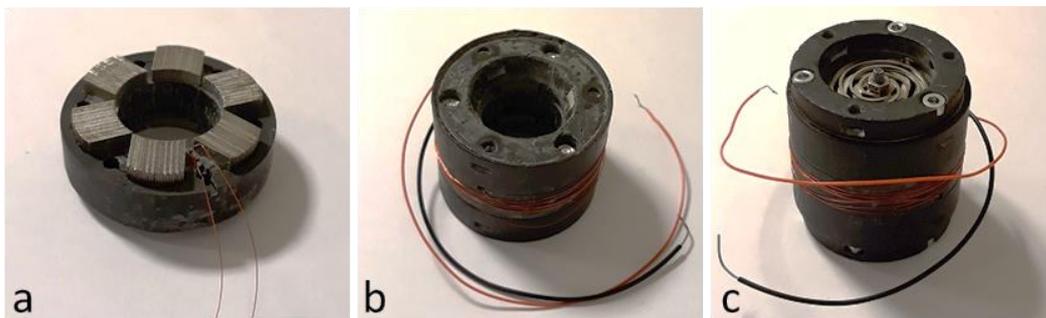


Figure III.14 – Assemblage des tôles ferromagnétiques autour de la bobine avec l'anneau extérieur de maintien des tôles (a), ajout des deux supports inférieurs d'encastrement (b), et dispositif complet avec la masse et les ressorts (c).

Enfin, la masse mobile est insérée dans le dispositif et reliée à celui-ci via les ressorts, laissant ainsi la place au prototype représenté par la Figure III.14 (c). Les étapes du montage sont détaillées en Annexe D. En incluant le packaging, le prototype occupe un volume total $V_{\text{tot}} = 81,8 \text{ cm}^3$, mais il faut noter, pour le calcul des performances (section III.2.2), que l'on considèrera le volume du transducteur $V = 29,0 \text{ cm}^3$.

III.2.2 Caractérisation et mesure des performances du prototype n°1

Pour évaluer les performances du prototype n°1, on mesure la tension et la puissance générées par celui-ci sous excitation vibratoire pour différentes charges résistives et capacitives. Pour cela, le prototype est placé dans le montage expérimental décrit par la Figure III.15.

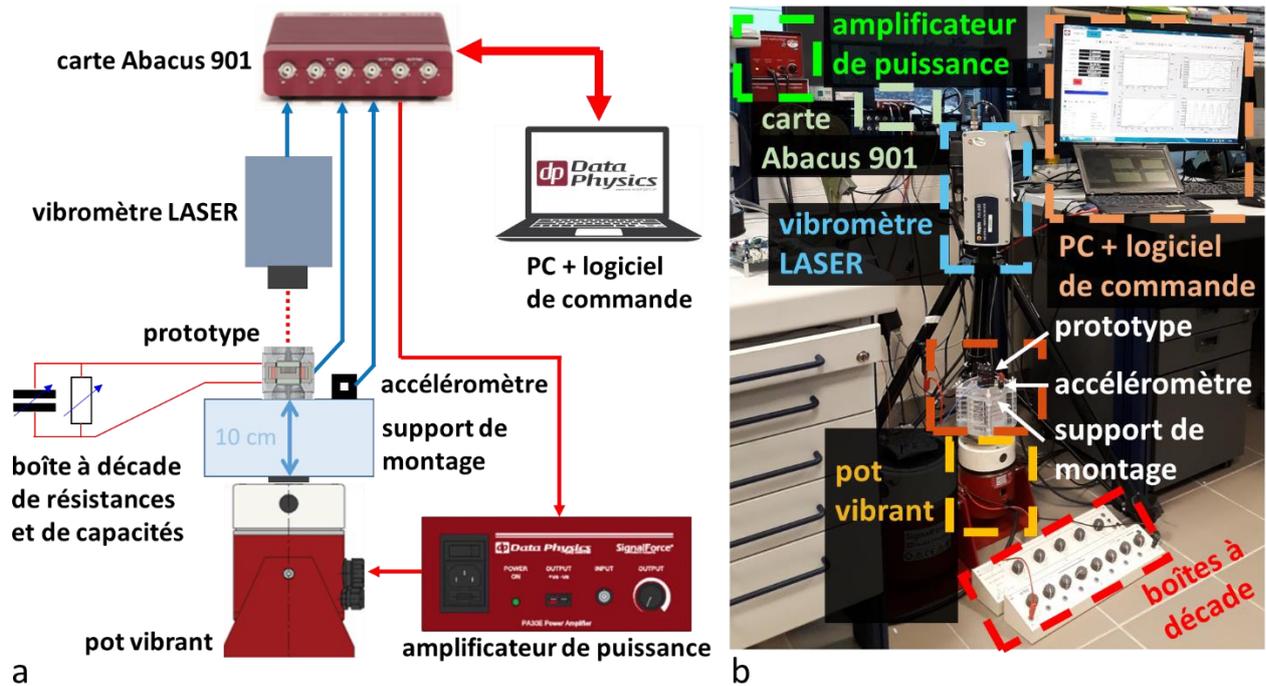


Figure III.15 – Schéma (a) et photo (b) du montage expérimental.

Le prototype est fixé sur un pot vibrant électromagnétique (DataPhysics GW-V20) asservi en accélération avec un accéléromètre piézoélectrique (PCB Piezotronics 356A17) fixé dessus. Un support de montage en plexiglass crée un espace entre le prototype et le pot vibrant de 10 cm afin d'éviter l'apparition de courants de Foucault dans les éléments conducteurs du pot vibrant. Le signal d'accélération est mis en entrée d'une carte d'acquisition-commande (DataPhysics Abacus 901) interfacé à un logiciel permettant le traitement et l'asservissement du signal d'accélération via un amplificateur de puissance (DataPhysics PA 30E). La charge électrique aux bornes du prototype est ajustée manuellement au moyen d'une boîte à décade de résistances et de capacités. La tension de sortie du prototype est mise en entrée de la carte d'acquisition-commande afin de récupérer la valeur efficace v_{RMS} de ce signal sur le logiciel de commande. La puissance moyenne générée, que l'on note P , est calculée d'après la formule (III.1).

$$P = \frac{v_{RMS}^2}{R_{load}} \quad (III.1)$$

Pour des tests ultérieurs (voir section III.3.1), on mesure également la vitesse de la masse mobile à l'aide d'un vibromètre laser (Polytec IVS-500), dont le signal de sortie est connecté à la carte Abacus afin de le récupérer sur le logiciel de commande.

On réalise tout d'abord des balayages fréquentiels montants et descendants en circuit ouvert pour différentes valeurs d'accélération. Les résultats sont présentés en Figure III.16.

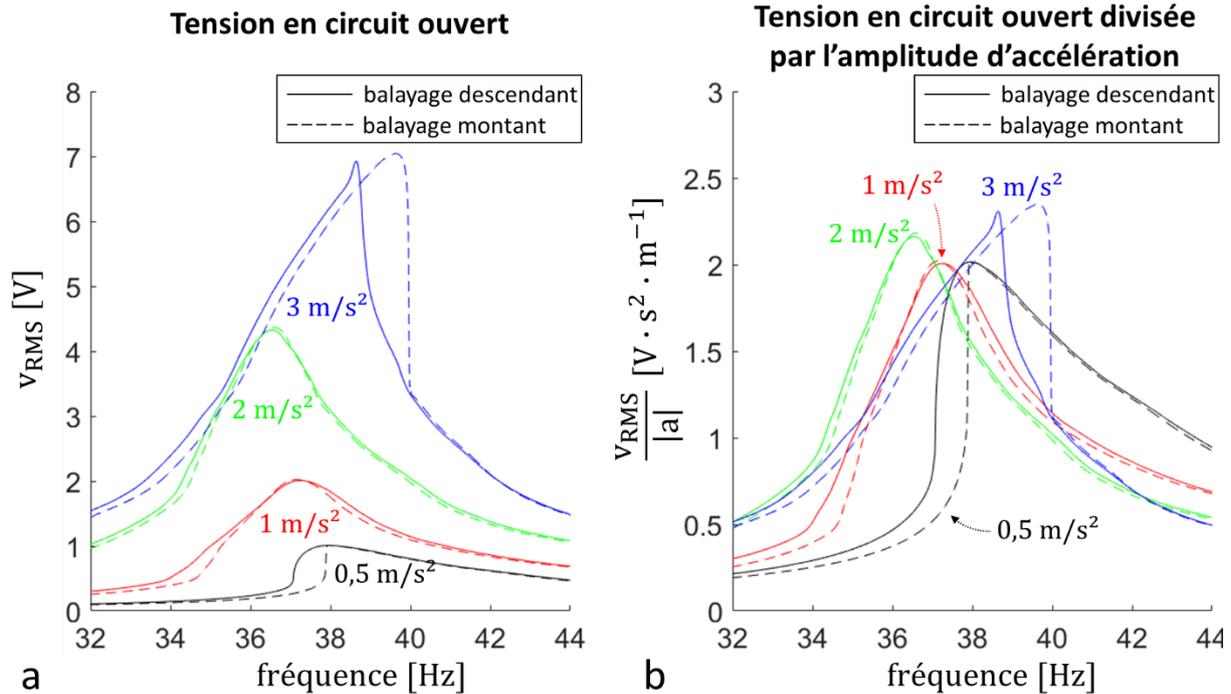


Figure III.16 – Valeur efficace de la tension de sortie en circuit ouvert (a) et valeur efficace de la tension de sortie en circuit ouvert divisée par l'amplitude d'accélération (b).

Au vu de leur caractère asymétrique et hystérétique, ces tracés révèlent un comportement non-linéaire, typiquement, amollissant à faible accélération (pour $|a| \leq 0,5 m/s^2$) et raidissant à plus haute accélération (pour $|a| \geq 3 m/s^2$). On observe toutefois une fenêtre d'accélération, autour de $2 m/s^2$, où le prototype présente un comportement suffisamment linéaire pour pouvoir être caractérisé selon des méthodes usuelles. On propose de faire correspondre, à l'aide d'un algorithme d'optimisation (fonction `fminsearch` de MATLAB), le tracé expérimental du spectre de tension divisée par l'accélération en circuit ouvert, avec son modèle, le module de l'expression (II.15). Cette méthode (décrite dans [83]) permet d'identifier la fréquence propre, le facteur de qualité et le coefficient de transduction du prototype n°1. Pour $|a| = 2 m/s^2$, on trouve ainsi $f_0 = 36,5 Hz$, $\beta = 54,5 N/A$ et $Q = 12,8$. La Figure III.17 confronte le tracé expérimental du spectre de tension divisée par l'accélération, avec son modèle après identification.

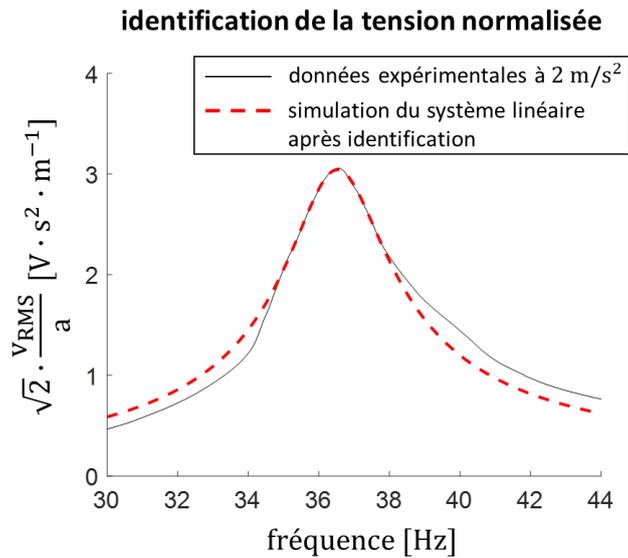


Figure III.17 – Comparaison entre le tracé expérimental du spectre de tension divisé par l'accélération et son modèle pour $f_0 = 36,5 \text{ Hz}$, $\beta = 54,5 \text{ N/A}$ et $Q = 12,8$.

Pour valider l'effet de l'ajustement électrique sur le spectre de puissance du prototype n°1, on propose de mesurer la puissance moyenne récupérée par celui-ci en effectuant une variation de charge résistive et capacitive. L'amplitude d'accélération est fixée à $|a| = 2 \text{ m/s}^2$ afin de s'approcher autant que possible du modèle linéaire. La Figure III.18 fournit tout d'abord les résultats associés à une variation de charge résistive (la charge capacitive C_{load} étant fixée à 0) sur le prototype n°1.

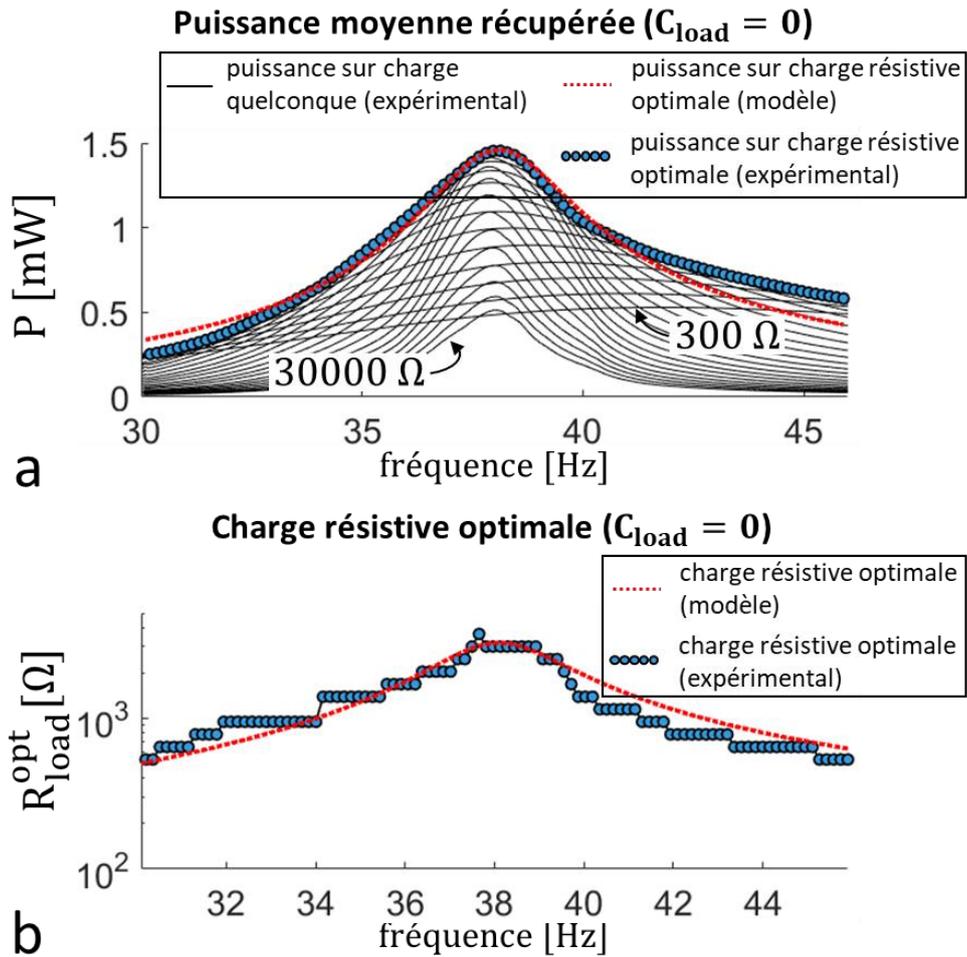


Figure III.18 – Puissance moyenne récupérée sur le prototype n°1 pour $|a| = 2 \text{ m/s}^2$ en effectuant une variation de charge résistive de 300Ω à 30000Ω , comparé à la puissance moyenne maximale obtenue par identification paramétrique du modèle (a), charge résistive optimale correspondante mesurée sur le prototype n°1, comparée à celle obtenue par identification paramétrique du modèle (b).

La Figure III.19 montre ensuite le résultat associé à une variation de charge résistive et capacitive pour $|a| = 2 \text{ m/s}^2$ sur le prototype n°1.

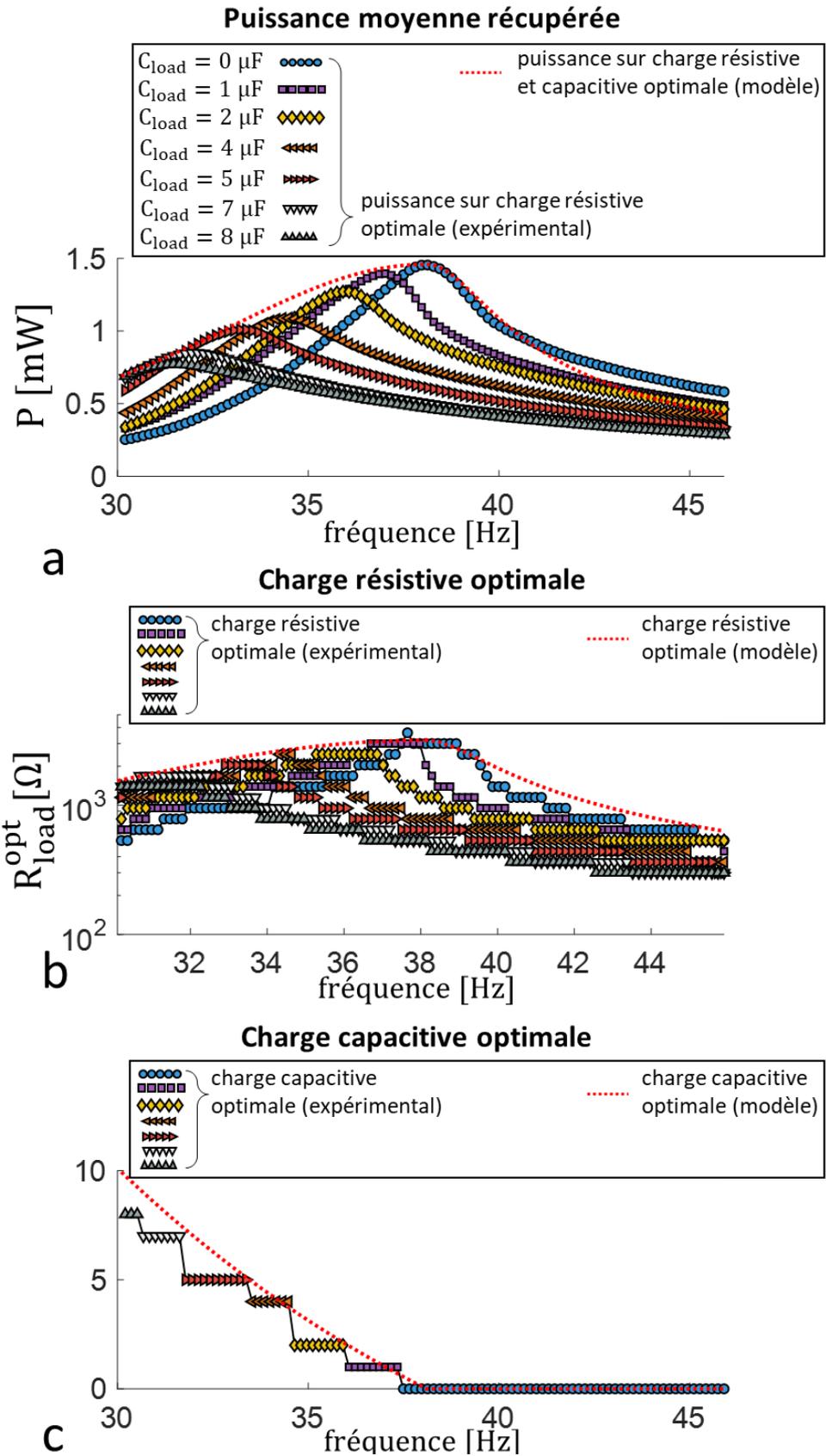


Figure III.19 – Puissance moyenne récupérée sur le prototype n°1 pour $|a| = 2 \text{ m/s}^2$ sur charge résistive optimale en effectuant une variation de charge capacitive de 0 à 8 μF , comparé à la puissance moyenne maximale obtenue par identification paramétrique du modèle (a), charge résistive optimale correspondante mesurée sur le prototype n°1, comparée à celle obtenue par identification paramétrique du modèle (b), charge capacitive optimale correspondante mesurée sur le prototype n°1, comparée à celle obtenue par identification paramétrique du modèle (c).

Les Figure III.18 et Figure III.19 confrontent les tracés expérimentaux obtenus sur le prototype n°1 avec une simulation analytique du modèle. Pour cette simulation, les paramètres du modèle ont été identifiés de sorte à correspondre au tracé expérimental de la puissance moyenne récupérée sur charge résistive et capacitive optimale (voir Figure III.19 (a)), en utilisant l'expression (II.26) pour les fréquences inférieures à la fréquence propre. Les propriétés physiques caractéristiques identifiées par cette méthode sont listées dans le Tableau III.1, où figurent également les valeurs identifiées d'après le test en circuit ouvert (voir Figure III.17), ce qui permet de montrer la conformité entre les deux méthodes d'identification.

Tableau III.1 – Liste des propriétés physiques caractéristiques identifiées d'après le test en circuit ouvert et d'après la variation de charge résistive et capacitive à 2 m/s^2 .

Propriétés physiques caractéristiques	Valeurs identifiées d'après le spectre de tension en circuit ouvert à 2 m/s^2	Valeurs identifiées d'après l'enveloppe de puissance moyenne à 2 m/s^2
f_0	36,5 Hz	38,1 Hz
Q	12,8	13,3
ρ	$1862 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$	$1862 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$
Γ	$1,16 \cdot 10^6 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$	$1,17 \cdot 10^6 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$

En utilisant le résultat de l'identification paramétrique du modèle d'après les mesures effectuées sur le prototype n°1 (voir Tableau III.1), il est possible de comparer ses performances avec les autres récupérateurs de la littérature sur le plan de la densité de couplage électromagnétique et de la masse volumique effective. La Figure III.20 permet ainsi de situer le prototype n°1 par rapport à la littérature ainsi qu'aux fronts de Pareto des différentes topologies traitées pendant la thèse.

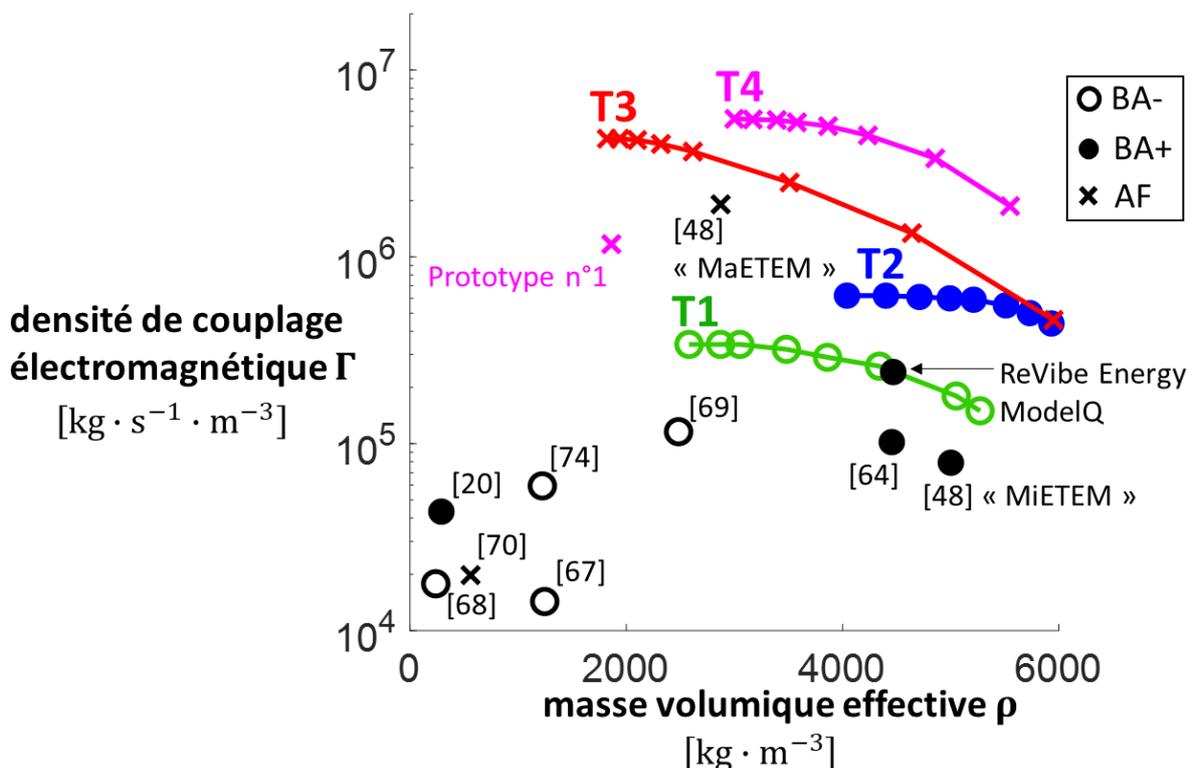


Figure III.20 – Comparaison des performances du prototype n°1 par rapport à la littérature et aux formes fronts de Pareto T1, T2, T3 et T4 sur le plan de la masse volumique effective et de la densité de couplage électromagnétique.

Conformément à ce qui était attendu, le prototype n°1 présente une densité de couplage électromagnétique très élevée par rapport à la plupart des récupérateurs de la littérature, et relativement proche de celui du prototype « MaETEM » fabriqué par l'entreprise Perpetuum Ltd, étudié dans [48]. On note toutefois que ses performances sont encore assez éloignées du front de Pareto de la topologie T4, ce qui est lié au fait que sa forme a dû être modifiée en raison des contraintes pratiques mentionnées en section III.1.2.

Pour comparer le prototype n°1 avec les autres systèmes de la littérature sur le plan de la bande-passante avec le mode d'ajustement résistif-capacitif, on peut utiliser la définition de la bande-passante normalisée générale (voir section II.2.3.b) en faisant appel à la formule (II.35). On doit pour cela fixer le paramètre Target, c'est-à-dire la puissance que doit fournir le dispositif, normalisée par le volume et le carré de l'accélération. En posant par exemple $\text{Target} = 7 \text{ kg} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3}$, le prototype n°1 atteint une bande-passante normalisée générale de 26,8 %, alors que le prototype P1 étudié dans [61] atteint, en théorie d'après ses propriétés physiques caractéristiques identifiées dans l'article, une bande-passante de 10,3 %. Le récupérateur électromagnétique « ModelQ », commercialisé par l'entreprise ReVibe Energy, atteint quant à lui une bande-passante normalisée générale théorique de 18,3 %, et le « MaETEM » de [48], 22,0 %. Ainsi, lorsque le cahier des charges est défini par $\text{Target} = 7 \text{ kg} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3}$, le prototype n°1 atteint une bande-passante supérieure à celle des trois prototypes de la littérature mentionnés dans ce paragraphe. Il est possible de retrouver ce résultat à la Figure III.21 (a), qui montre l'influence du paramètre Target sur la bande-passante normalisée générale, en confrontant celle calculée d'après la formule (II.35) avec celle issue de données expérimentales.

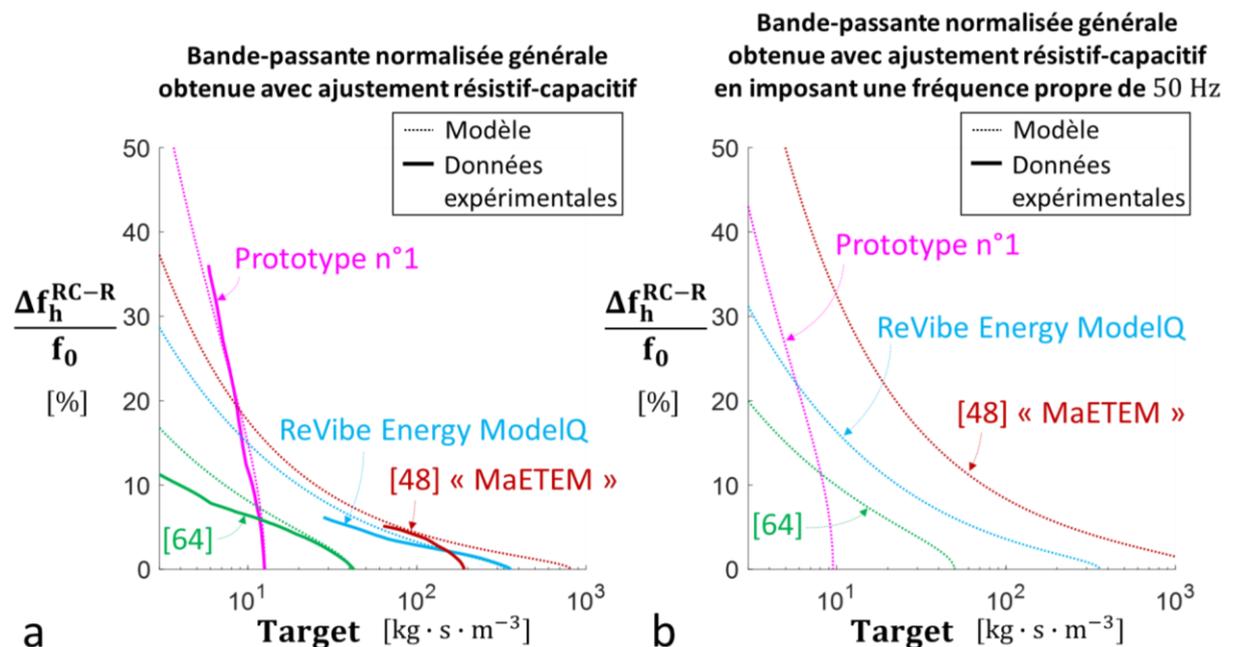


Figure III.21 – Comparaison de la bande-passante normalisée générale avec ajustement résistif-capacitif du prototype n°1 avec celle de trois autres récupérateurs de la littérature en fonction du paramètre Target, en laissant la fréquence propre à sa vraie valeur pour chaque récupérateur (a), en modifiant la fréquence propre afin qu'elle soit égale à 50 Hz pour les quatre récupérateurs comparés (b). Les données expérimentales sont déterminées d'après les graphiques de puissance moyenne fournis dans chaque article, et les courbes théoriques découlent de l'expression (II.35) renseignée avec les paramètres identifiés dans les articles.

La comparaison entre ces quatre récupérateurs est correcte du point de vue des performances réelles, mais elle peut être trompeuse car ceux-ci n'ont pas tous la même fréquence propre. C'est pourquoi la Figure III.21 (b) confronte les courbes théoriques des quatre récupérateurs après avoir recalculé la bande-passante normalisée générale en imposant une fréquence propre $f_0 = 50$ Hz. Ainsi, en augmentant un peu la fréquence propre du prototype n°1 et en diminuant celle du prototype « MaEEM » de [48], de sorte qu'ils aient tous les deux une fréquence propre de 50 Hz, le récupérateur « MaEEM » atteint finalement une bande-passante supérieure à celle du prototype n°1 quel que soit le paramètre Target. Ce résultat est compréhensible puisque le récupérateur « MaEEM » est meilleur que le prototype n°1, à la fois sur le plan de la densité de couplage électromagnétique, de la masse volumique effective et du facteur de qualité.

Pour élargir la comparaison entre le prototype n°1 et la littérature, on propose de situer ses performances par rapport à l'état de l'art réalisé au Chapitre I. D'après les Figure III.18 et Figure III.19, sur une charge résistive optimale de 3000Ω et à une fréquence de 38,1 Hz, le prototype n°1 délivre une puissance maximale de 1,45 mW. Il atteint donc une densité de puissance normalisée de $12,5 \text{ kg} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3}$ (dans ce calcul, on considère encore le volume du transducteur de $29,0 \text{ cm}^3$). La bande-passante à -3dB normalisée par la fréquence centrale vaut 14,3 % à charge résistive constante ($R_{\text{load}} = 3000 \Omega$), 22,9 % en ajustement purement résistif, et 33,3 % en ajustement résistif-capacitif. On peut ainsi noter que l'ajustement électrique résistif-capacitif élargit le spectre de puissance de plus d'un facteur 2 par rapport au cas sans ajustement électrique. En considérant le cas de l'ajustement résistif-capacitif pour le prototype n°1, la Figure III.22 trace ses performances par rapport à l'état de l'art réalisé au Chapitre I.

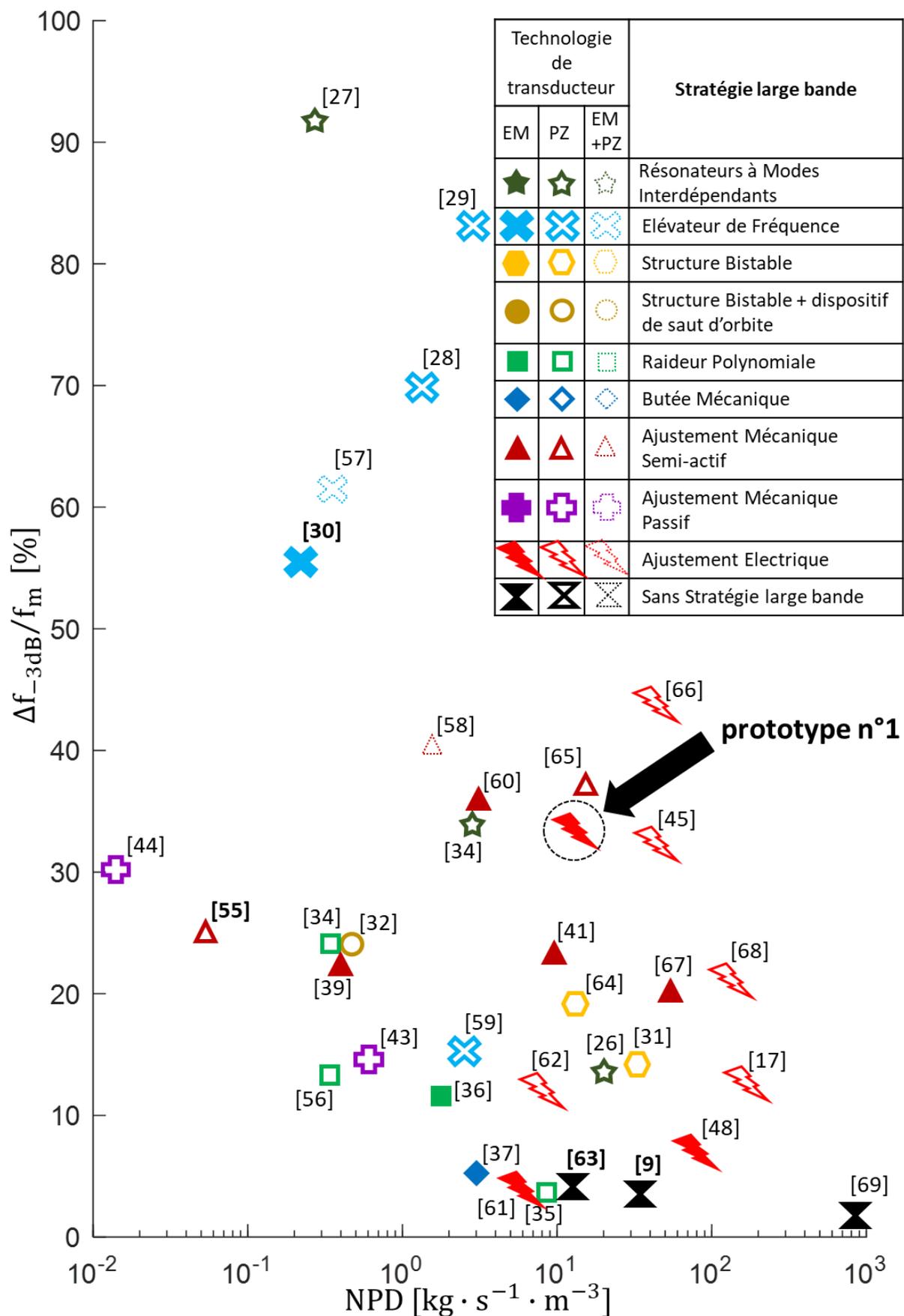


Figure III.22 – Comparaison entre les performances du prototype n°1 associé à une stratégie d'ajustement électrique résistif-capacitif avec l'état de l'art des stratégies larges bandes (voir Chapitre I) sur le plan de la densité de puissance normalisée et de la bande-passante normalisée à -3dB.

D'après la Figure III.22, les performances du prototype n°1 indiquent que la stratégie d'ajustement électrique appliquée aux récupérateurs d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique est une méthode prometteuse pour élargir la bande-passante. Il faut toutefois reconnaître que de meilleures performances peuvent être atteintes dans certains cas avec l'ajustement électrique appliqué aux récupérateurs piézoélectriques, ce qui encourage à améliorer le prototype n°1, et, plus généralement, à poursuivre les recherches sur les récupérateurs à conversion électromagnétiques. Dans cette optique, la section III.3 examine quelques pistes d'amélioration du prototype n°1, ouvrant ainsi la réflexion sur les perspectives envisageables à l'issue de cette thèse.

III.3 Pistes d'amélioration du prototype n°1

Cette section porte sur les améliorations qui pourraient être apportées au prototype n°1 en vue d'améliorer ses performances, tout d'abord en ce qui concerne la masse volumique effective et la densité de couplage électromagnétique en section III.3.1, puis le facteur de qualité mécanique en section III.3.2.

III.3.1 Pistes d'amélioration de la masse volumique effective et de la densité de couplage électromagnétique

De légères modifications du prototype n°1 pourraient conduire à une amélioration significative de sa masse volumique effective et de sa densité de couplage électromagnétique. On propose de justifier cette affirmation à l'aide de simulations FEM en s'appuyant sur la structure simplifiée du prototype n°1, dont il était question en section III.1.2 (la simplification consistant à considérer le transducteur symétrique par rapport à l'axe de déplacement x). La Figure III.23 (a) présente un schéma de la structure simplifiée du prototype n°1 sans modification. La Figure III.23 (b) représente le schéma du prototype n°1 au sein duquel les éléments ferromagnétiques entourant la bobine sont décalés de 0,5 mm vers l'intérieur, résultant en une réduction de l'entrefer radial T_{gf} . La même modification est apportée sur le prototype de la Figure III.23 (c), mais, en plus de ce changement, l'épaisseur radiale T_{f2} des éléments ferromagnétiques extérieurs est réduite à 1,0 mm au lieu de 3 mm.

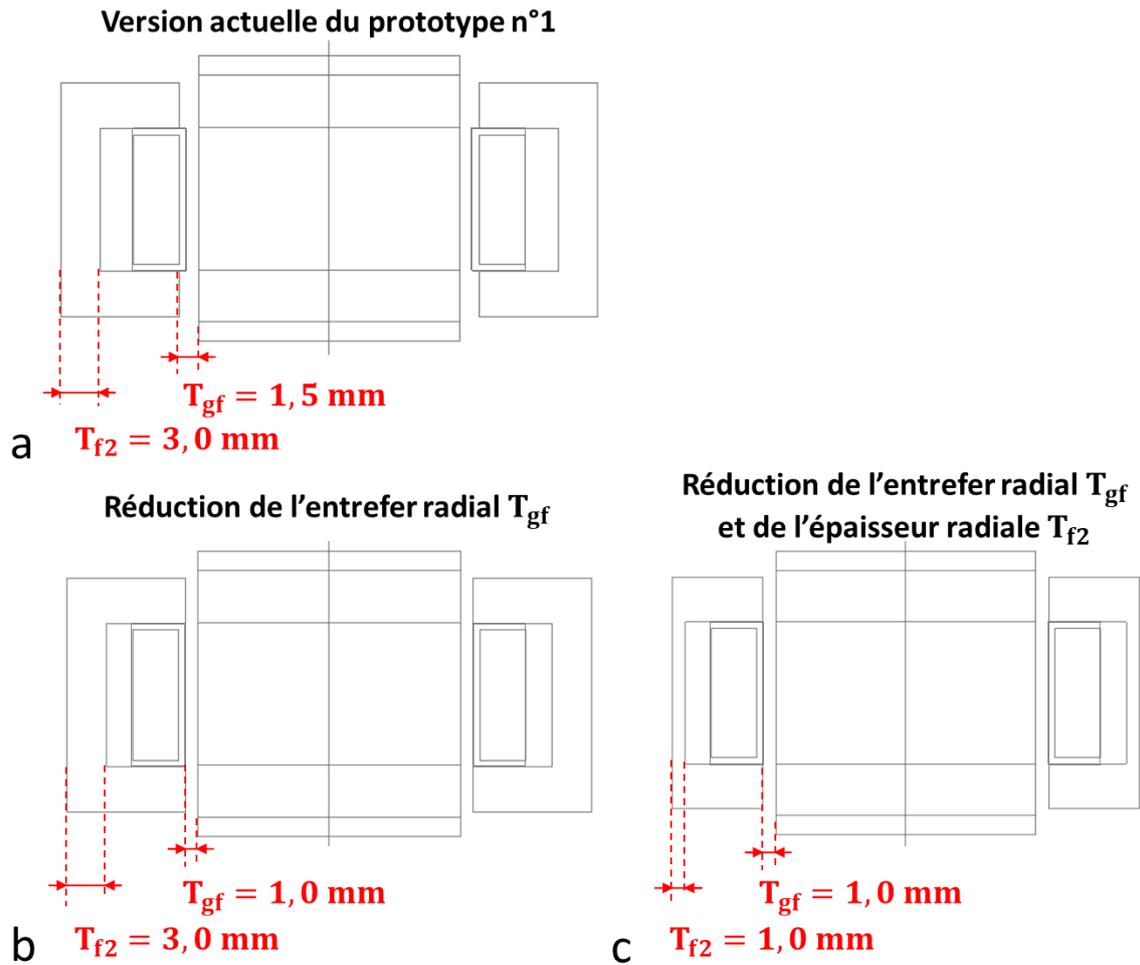


Figure III.23 – Structure simplifiée du prototype n°1 dans sa version actuelle (a), dans sa version modifiée où l'entrefer radial T_{gf} est réduit (b), dans sa version modifiée où l'entrefer radial T_{gf} et l'épaisseur radiale T_{f2} sont tous les deux réduits.

Le résultat des simulations FEM associées aux trois différentes versions du prototype n°1 de la Figure III.23 est obtenu avec le logiciel ALTAIR® FLUX® et donné dans le Tableau III.2.

Tableau III.2 – Evolution du volume, de la masse volumique effective et de la densité de couplage électromagnétique du prototype n°1 en fonction de l'entrefer radial et de l'épaisseur radiale, d'après des simulations FEM réalisées sur ALTAIR® FLUX® avec l'option « 2D axisymétrique ».

Version du prototype n°1	Entrefer radial T_{gf} [mm]	Epaisseur radiale T_{f2} [mm]	Volume V [cm ³]	Masse volumique effective ρ [kg · m ⁻³]	Densité de couplage électromagnétique Γ [kg · s ⁻¹ · m ⁻³]
Version actuelle (voir Figure III.23 (a))	1,5	3,0	29,0	1803	$1,54 \cdot 10^6$
Version avec réduction de l'entrefer radial T_{gf} (voir Figure III.23 (b))	1,0	3,0	27,6	1895	$2,99 \cdot 10^6$
Version avec réduction de l'entrefer radial T_{gf} et de l'épaisseur radiale T_{f2} (voir Figure III.23 (c))	1,0	1,0	22,4	2335	$3,70 \cdot 10^6$

Le Tableau III.2 montre qu'il est possible de presque doubler la densité de couplage électromagnétique du prototype n°1 en décalant de seulement 0,5 mm les parties ferromagnétiques de la partie fixe vers l'intérieur (voir Figure III.23 (b)), du fait de la réduction d'entrefer résultant de ce changement. Une réduction de l'épaisseur radiale de ces éléments serait également profitable à la fois pour la masse volumique effective et la densité de couplage électromagnétique (voir Figure III.23 (c)), car cela ferait diminuer le volume du transducteur.

III.3.2 Pistes d'amélioration du facteur de qualité mécanique

Grâce aux simulations FEM, il est relativement facile d'estimer les performances du prototype sur le plan de la masse volumique effective et de la densité de couplage électromagnétique. En revanche, il est plus difficile d'estimer son facteur de qualité car ceci implique de modéliser différents phénomènes dissipatifs jusqu'ici non abordés. Le but de cette section est de fournir plus de détails à propos de ces phénomènes avant de proposer des pistes d'amélioration.

Avant de chercher à accroître le facteur de qualité, il faut tout d'abord identifier les phénomènes physiques dissipatifs majoritairement en cause. Au sein du prototype n°1, les pertes énergétiques sont d'origine mécanique (déformation des ressorts, encastrement, viscosité de l'air, etc.), ou bien d'origine magnétique (courants de Foucault, hystérésis magnétique, etc.). Pour évaluer les pertes d'origine mécanique, on propose de remplacer la masse mobile du prototype par une masse amagnétique ($M = 39$ g). Avec une telle masse, le prototype ne génère pas de puissance électrique, mais on peut obtenir son facteur de qualité en mesurant la vitesse de la masse mobile. Pour cela, on effectue un test de type « *ring down measurement* », qui consiste à observer les oscillations libres de la masse mobile après une impulsion mécanique. D'après le modèle linéaire, le signal décroît exponentiellement dans le temps, et il est possible d'identifier le facteur de qualité du prototype en faisant correspondre

l'enveloppe du signal expérimental avec une courbe décroissant exponentiellement dans le temps. La Figure III.24 représente la vitesse de la masse mobile mesurée par le vibromètre Laser lors du test, et l'identification de son enveloppe.

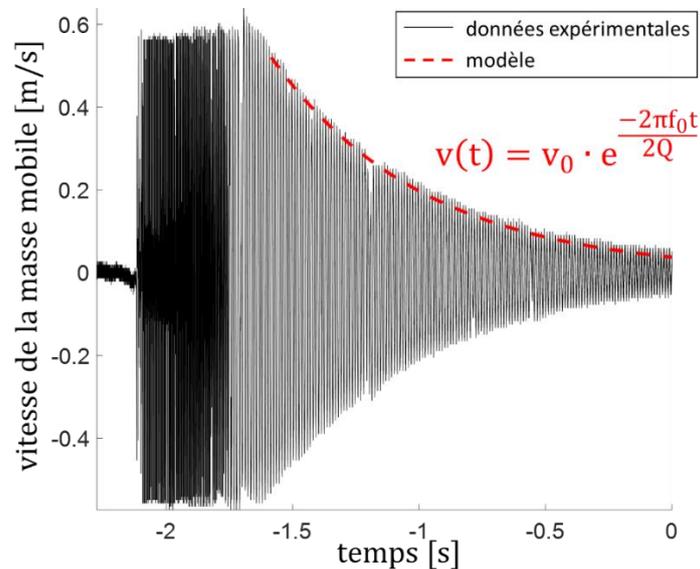


Figure III.24 – Vitesse de la masse mobile amagnétique en fonction du temps lors d'un test de type « ring down measurement » permettant d'identifier le nouveau facteur de qualité du prototype lorsqu'il n'y a pas de phénomène dissipatif d'origine magnétique.

Le dispositif constitué de la masse mobile amagnétique présente une fréquence propre $f_0 = 90,1$ Hz et un facteur de qualité $Q = 171$ qui est donc plus de 10 fois supérieur au facteur de qualité obtenu avec la masse mobile d'origine, dans les mêmes conditions d'encastrement et avec les mêmes ressorts. Au sein du prototype n°1, les pertes d'origine mécanique sont donc négligeables par rapport aux pertes d'origine magnétique.

Parmi les phénomènes magnétiques susceptibles d'expliquer les pertes énergétiques observées sur le prototype n°1, il y a l'apparition de courants de Foucault au sein des parties conductrices du prototype, résultant de la variation de flux magnétique à l'intérieur du guide en matériau ferromagnétique doux. Pour savoir si ce phénomène est prépondérant par rapport aux autres phénomènes magnétiques dissipatifs (notamment les pertes par hystérésis), on propose de réaliser deux simulations FEM du transducteur en régime transitoire : une simulation pour laquelle les éléments ferromagnétiques sont définis comme des conducteurs, et une autre pour laquelle ceux-ci sont définis comme des isolants. Dans chaque simulation, on impose à la masse mobile une vitesse constante de 0,1 m/s. Cette valeur correspond à la vitesse maximale atteinte par la masse mobile à 38 Hz lorsque $|a| = 2$ m/s² et $Q = 13$ d'après le modèle linéaire. A chaque position de la masse mobile, on relève la force magnétique exercée sur elle. En l'absence de phénomènes dissipatifs, la force magnétique dépend seulement de la position de la masse mobile et peut être notée $F_{\text{mag}}(x)$. En présence de phénomènes dissipatifs, une force supplémentaire s'ajoute à la force magnétique $F_{\text{mag}}(x)$ en s'opposant au déplacement de la masse mobile. On peut donc retrouver la force attribuable aux courants de Foucault en calculant la différence des forces relevées dans les deux simulations. En divisant cette différence par la vitesse de la masse mobile, on obtient le coefficient d'amortissement D_F lié aux courants de Foucault. En utilisant

l'expression du facteur de qualité, donnée dans le Tableau II.3, on en déduit le facteur de qualité Q_F prédit par simulation en tenant compte des courants de Foucault. La Figure III.25 (a) présente le résultat de ce calcul pour différentes positions de la masse mobile.

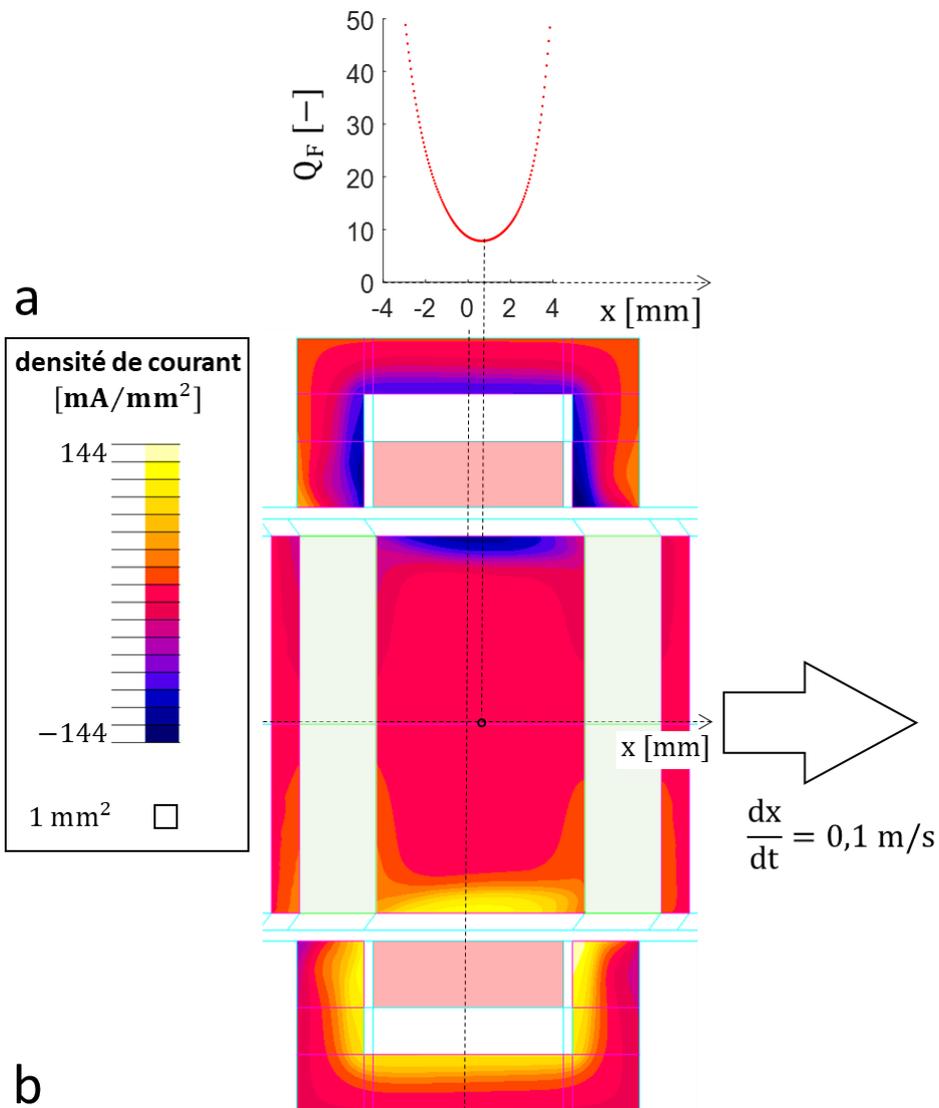


Figure III.25 – Simulation FEM du facteur de qualité Q_F prédit par la simulation selon la position relative de la masse mobile (a), répartition de la densité de courant circulant dans le fer lorsque la masse mobile est à la position pour laquelle Q_F est le plus faible ($x = 0,65 \text{ mm}$).

D'après la Figure III.25 (a), le facteur de qualité Q_F est de l'ordre de 8 (la masse mobile étant, en pratique, très proche de sa position d'équilibre $x = 0$ car son amplitude maximale de déplacement peut être estimée à moins de 0,5 mm lorsque $|a| = 2 \text{ m/s}^2$). Avec une erreur relative de 41 % par rapport à la valeur de Q obtenue par identification sur les tracés expérimentaux de la section III.2.2, il semble donc que les pertes énergétiques du prototype n°1 s'expliquent par la présence des courants de Foucault. On note par ailleurs que les pertes sont surestimées par rapport à la réalité, ce qui pourrait s'expliquer par le fait que la simulation ne tient pas compte du feuilletage des éléments ferromagnétiques dans le prototype réel.

La Figure III.25 (b) représente la répartition de la densité de courant circulant dans le prototype à la position $x = 0,65$ mm (position pour laquelle les pertes sont les plus élevées). Par intégration surfacique, on trouve que le courant total circulant dans la partie ferromagnétique extérieure vaut 2,46 A, tandis que celui circulant dans la masse mobile vaut 1,68 A, soit un total de 4,14 A. Cette valeur peut sembler importante, mais comme l'impédance du circuit électrique créé par les pièces ferromagnétiques est très faible, la puissance perdue est finalement d'un ordre de grandeur cohérent par rapport au facteur de qualité Q_F trouvé.

La présence de courants de Foucault malgré le feuilletage des éléments ferromagnétiques remet en cause l'isolation des tôles entre elles. Dans le prototype n°1, l'isolation électrique est assurée par la pulvérisation préalable d'un vernis de tropicalisation sur chaque tôle avant l'assemblage. On propose de renforcer l'isolation des tôles ferromagnétiques de la partie fixe du récupérateur en intercalant des feuillets en papier d'environ $100\ \mu\text{m}$ d'épaisseur entre chaque tôle (voir Figure III.26). De la sorte, on parvient à insérer au total 97 tôles au lieu de 124 dans le cas du prototype n°1. Le prototype ainsi créé, une fois assemblé avec la même masse mobile que celle du prototype n°1, est désigné sous le nom de « prototype n°2 ».

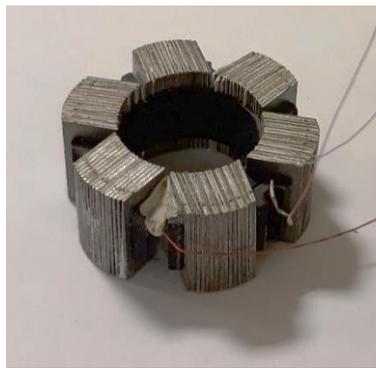


Figure III.26 – Photo de l'ensemble constitué de la bobine et des tôles ferromagnétiques de la partie fixe du prototype n°2. Chaque tôle est séparée par une couche de papier.

Pour évaluer les performances du prototype n°2, on réalise une variation de charge résistive et capacitive en suivant le protocole présenté dans le cas du prototype n°1 (voir section III.2.2). L'accélération est cette fois fixée à $|a| = 3,5\ \text{m/s}^2$ pour se rapprocher du régime linéaire dans la mesure du possible. La Figure III.27 présente les résultats obtenus lors de cette expérience.

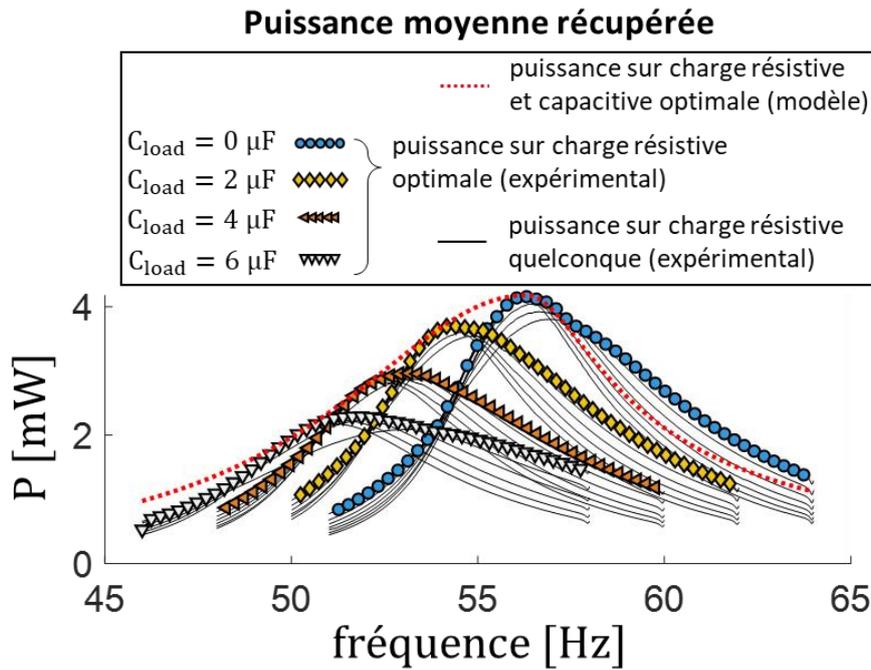


Figure III.27 – Puissance moyenne récupérée sur le prototype n°2 pour $|a| = 3,5 \text{ m/s}^2$ sur charge résistive optimale en effectuant une variation de charge capacitive de 0 à $6 \mu F$, comparé à la puissance moyenne maximale obtenue par identification paramétrique du modèle.

En employant la même méthode d'identification que dans le cas du prototype n°1, on trouve que la densité de couplage électromagnétique a diminué et vaut $\Gamma = 5,93 \cdot 10^5 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$. Ceci peut être lié à la diminution du nombre de tôles ferromagnétiques autour de la bobine par rapport au cas du prototype n°1, faisant suite à l'ajout des feuillets de papier. En revanche, le facteur de qualité a augmenté et vaut $Q = 18,9$. Ainsi, l'ajout des feuillets en papier permet bien d'augmenter le facteur de qualité mécanique grâce à un renforcement de l'isolation des tôles ferromagnétiques de la partie fixe.

En gardant les feuillets en papier entre chaque tôle de la partie fixe du récupérateur, on propose désormais de remplacer la masse mobile par une masse ($M = 49 \text{ g}$) dont la partie centrale ferromagnétique est feuilletée axialement plutôt que longitudinalement (voir Figure III.28). On intercale une couche de ruban adhésif plastique d'environ $30 \mu\text{m}$ d'épaisseur entre chaque tôle de la partie centrale ferromagnétique. Le prototype ainsi créé est désigné sous le nom de « prototype n°3 ».



Figure III.28 – Photo de la masse mobile employée dans le prototype n°3. Le bloc central ferromagnétique est feuilleté dans le sens de l'axe x de déplacement.

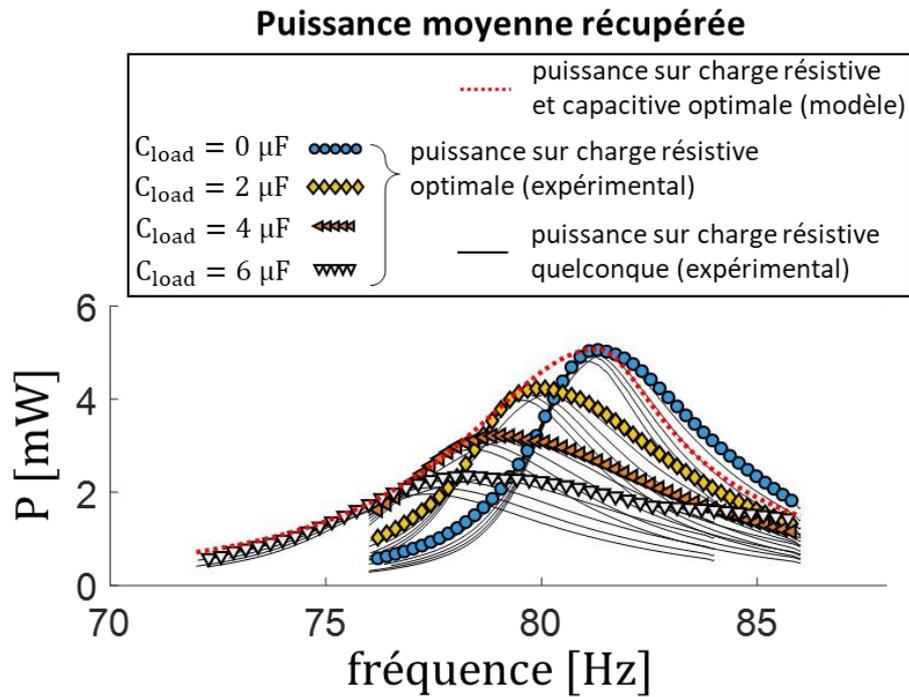


Figure III.29 – Puissance moyenne récupérée sur le prototype n°3 pour $|a| = 3,5 \text{ m/s}^2$ sur charge résistive optimale en effectuant une variation de charge capacitive de 0 à 6 μF , comparé à la puissance moyenne maximale obtenue par identification paramétrique du modèle.

En employant la même méthode d’identification que dans le cas du prototype n°1 (voir Figure III.29), on trouve que la densité de couplage électromagnétique a encore diminué par rapport aux deux précédents prototypes ($\Gamma = 2,90 \cdot 10^5 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$). Ceci peut être lié au fait que les couches de ruban adhésif constituent un entrefer cumulé d’environ 0,5 mm, et que celui-ci s’additionne à l’entrefer total. La masse volumique effective est également plus faible ($\rho = 1690 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$) à cause du volume occupé par le ruban adhésif dont la densité est faible par rapport à celle de l’alliage en fer-silicium. Le facteur de qualité du prototype a quant à lui augmenté et vaut $Q = 37,3$. La disposition du feuilletage de la masse mobile dans le cas du prototype n°3 permet donc d’augmenter le facteur de qualité mécanique grâce à une meilleure isolation des tôles entre elles.

Les caractéristiques et les performances des différents prototypes caractérisés au cours de ce chapitre sont récapitulés dans le Tableau III.3.

Tableau III.3 – Tableau récapitulatif des propriétés physiques caractéristiques obtenues sur les trois prototypes caractérisés au cours du Chapitre III.

Prototype	Isolation des tôles ferromagnétiques de la partie fixe	Type de masse mobile	f_0 [Hz]	ρ [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]	Γ [$\text{kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$]	Q [–]
n°1	Vernis de tropicalisation	Bloc central feuilleté longitudinalement	38,1	1863	$1,17 \cdot 10^6$	13,3
n°2	Feuilles de papier	Bloc central feuilleté longitudinalement	56,3	1863	$5,93 \cdot 10^5$	18,9
n°3	Feuilles de papier	Bloc central feuilleté axialement	81,3	1690	$2,90 \cdot 10^5$	37,3

Ainsi, on a montré expérimentalement que les courants de Foucault apparaissant dans les éléments conducteurs du prototype n°1 étaient majoritairement responsables de son

faible facteur de qualité mécanique. Les prototypes n°2 et n°3 démontrent qu'en isolant mieux les tôles ferromagnétiques, il est possible d'accroître significativement le facteur de qualité mécanique car cela prévient l'apparition des courants de Foucault. Cependant, sur ces deux derniers prototypes, l'amélioration du facteur de qualité s'accompagne aussi d'un abaissement de la densité de couplage électromagnétique, voire aussi de la masse volumique effective dans le cas du prototype n°3. Pour comparer les performances des trois prototypes réalisés sur le plan de la bande-passante, la Figure III.30 (a) trace leur bande-passante normalisée générale avec ajustement résistif-capacitif en fonction du paramètre Target.

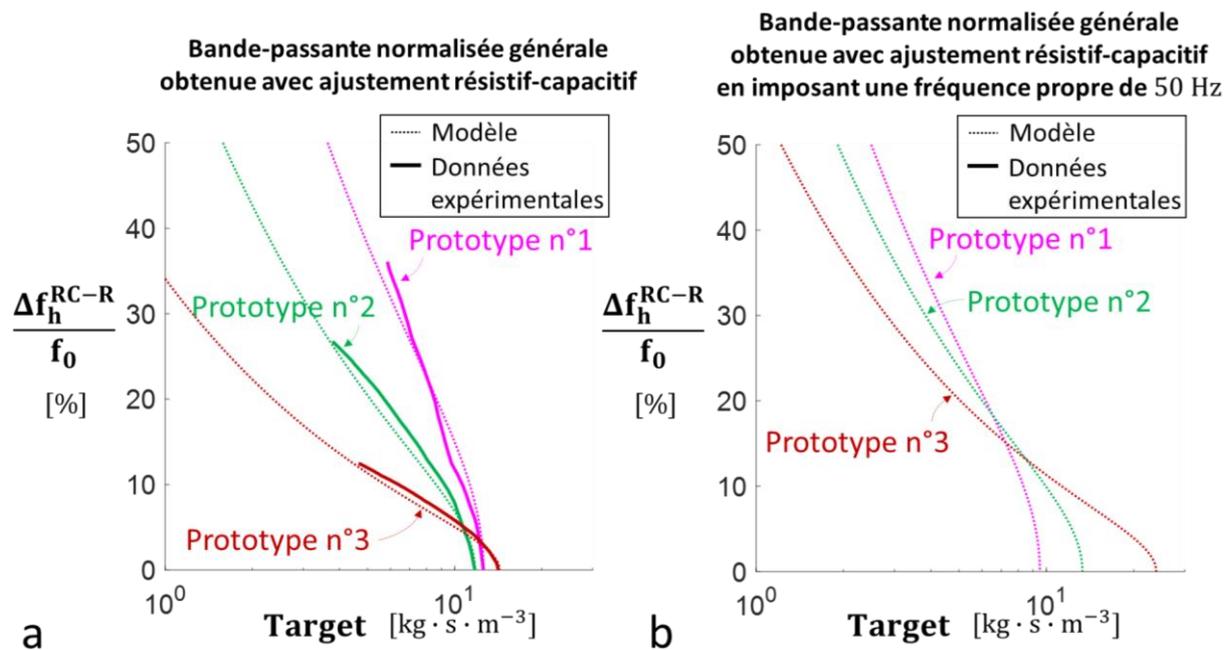


Figure III.30 – Comparaison de la bande-passante normalisée générale avec ajustement résistif-capacitif pour les trois prototypes caractérisés au cours du Chapitre III en fonction du paramètre Target, en laissant la fréquence propre à sa vraie valeur pour chaque récupérateur (a), en modifiant la fréquence propre afin qu'elle soit égale à 50 Hz pour les trois récupérateurs comparés (b). Les courbes théoriques découlent de l'expression (II.35) renseignée avec les paramètres identifiés.

Comme chaque prototype n'a pas la même fréquence propre, la Figure III.30 (b) compare les courbes théoriques de la bande-passante normalisée générale de chaque prototype en imposant une fréquence propre $f_0 = 50$ Hz. Ainsi, à une fréquence propre de 50 Hz, on recommande le prototype n°1 lorsque le cahier des charges est tel que $\text{Target} \leq 7 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$, et le prototype n°3 lorsque $\text{Target} > 7 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$.

Pour obtenir de meilleures performances, on préconise de fabriquer un nouveau prototype en cherchant à améliorer conjointement la masse volumique effective, la densité de couplage électromagnétique et le facteur de qualité mécanique. Pour cela, on recommande :

- de réduire au maximum l'entrefer radial T_{gf} en décalant vers l'intérieur les éléments ferromagnétiques de la partie fixe ;
- de réduire l'épaisseur radiale T_{f2} des éléments ferromagnétiques de la partie fixe ;

- de réduire au maximum la couche d'isolant entre les différentes tôles ferromagnétiques (à la fois celle de la partie fixe et celles appartenant à la masse mobile) ;
- de modifier la configuration de la masse mobile de sorte à améliorer l'isolation entre les tôles ferromagnétiques.

En complément de ces recommandations, la Figure III.31 représente schématiquement deux propositions de configurations alternatives pour le feuilletage des éléments ferromagnétiques de la masse mobile.

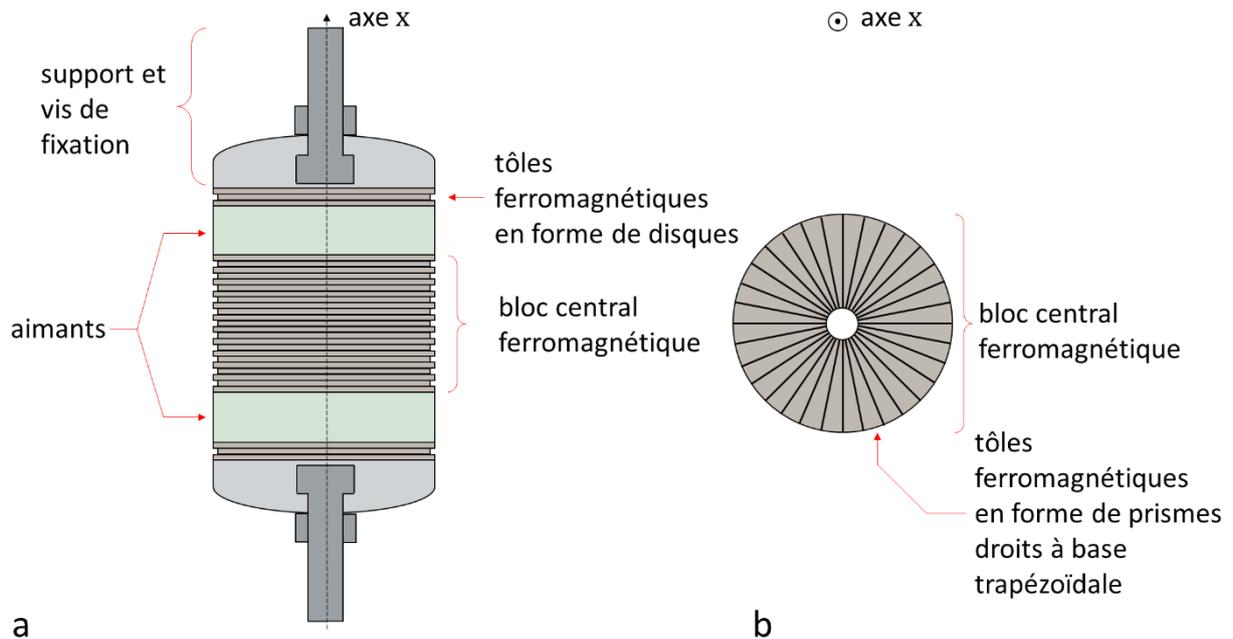


Figure III.31 – Schéma de la masse mobile pour laquelle les éléments ferromagnétiques sont feuilletés axialement en alternant deux types de disques de différents diamètres (a), schéma du bloc central ferromagnétique (vue du dessus) pour lequel les éléments ferromagnétiques sont feuilletés radialement (b).

La configuration présentée en Figure III.31 (a) consiste en un feuilletage dans le sens de l'axe x de déplacement, en alternant deux types de disques de différents diamètres. Comme l'isolation entre chaque tôle ne fait défaut qu'au niveau de la ligne de découpe (au bord de chaque disque), cette nouvelle configuration de la masse mobile pourrait permettre d'isoler les tôles entre elles sans avoir à intercaler une couche isolante intermédiaire (de papier ou de ruban adhésif).

La configuration présentée en Figure III.31 (b) consiste en un feuilletage dans le sens radial en utilisant des tôles en forme de prismes droits à base trapézoïdale. Cette configuration serait idéale pour atténuer au maximum les courants de Foucault, mais elle peut toutefois nécessiter l'ajout d'une couche isolante supplémentaire et comporte un espace vide en son centre.

III.4 Conclusion du chapitre

Ce chapitre traite de l'élaboration d'un nouveau prototype de récupérateur d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique (prototype n°1), dont la structure a fait l'objet d'une demande de brevet déposée pendant la thèse. Ce prototype repose sur une nouvelle topologie de transducteur électromagnétique de type Aimant-Fer (topologie T4) décrite en section III.1. Cette topologie résulte d'une amélioration de la topologie T3 précédemment étudiée au Chapitre II. En plus de présenter de meilleures performances sur le plan de la masse volumique effective et du couplage électromagnétique, sa particularité par rapport à T3 est le fait que la masse mobile n'arrive pas en butée contre le reste du circuit magnétique, facilitant ainsi le dimensionnement et les mesures effectuées sur le prototype.

Le prototype n°1 a été fabriqué et testé expérimentalement par variation de charge résistive et capacitive en section III.2. D'après les mesures, celui-ci comporte une densité de couplage électromagnétique relativement proche de celle du récupérateur « MaETEM » étudié dans [48] (le prototype fabriqué par l'entreprise Perpetuum Ltd), qui est à notre connaissance le récupérateur présentant la plus haute densité de couplage électromagnétique de l'état de l'art. Le prototype n°1 présente ainsi une densité de couplage électromagnétique significativement supérieure à la plupart des autres prototypes de la littérature. Ce résultat confirme l'affirmation selon laquelle les transducteurs électromagnétiques de type Aimant-Fer sont les plus appropriés pour maximiser la densité de couplage électromagnétique. Le prototype n°1 présente cependant un facteur de qualité assez faible par rapport aux meilleurs transducteurs de la littérature, à cause des courants de Foucaults circulant dans les éléments ferromagnétiques le constituant. Ainsi, avec une densité de couplage électromagnétique très élevée mais un facteur de qualité faible, le prototype n°1 atteint une bande-passante supérieure aux autres dispositifs existant (de l'ordre de 20 – 30 %) lorsque la puissance à fournir, normalisée par le volume et le carré de l'accélération, est suffisamment faible ($< 7 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$). Ce résultat montre ainsi que l'ajustement électrique est une stratégie prometteuse pour élargir la bande-passante des récupérateurs d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique. Mais lorsque le cahier des charges requiert davantage de puissance, le prototype n°1 n'est plus forcément meilleur que les autres sur le plan de la bande-passante. Pour améliorer les performances du prototype dans ce dernier cas, plusieurs pistes d'améliorations peuvent être mises en œuvre et sont indiquées en section III.3. Ces pistes consistent notamment à renforcer l'isolation des tôles ferromagnétiques pour augmenter le facteur de qualité mécanique. En réalisant deux prototypes supplémentaires (prototypes n°2 et n°3), il a ainsi été possible de multiplier par trois le facteur de qualité, mais au prix d'une diminution de la densité de couplage électromagnétique. Les pistes d'améliorations indiquées en section III.3 n'ayant pas été toutes mises en œuvre, il serait intéressant de poursuivre le développement du prototype afin de s'approcher davantage de ses performances maximales.

Chapitre IV : Continuation possible des travaux après la thèse

Ce court chapitre est destiné à présenter une dernière topologie de transducteur électromagnétique, qui sera désigné sous le nom de « T5 », et dont le développement sous la forme d'un nouveau prototype pourrait constituer une suite intéressante aux travaux menés pendant cette thèse.

Le Chapitre II a montré que les transducteurs électromagnétiques de type Aimant-Fer étaient les plus appropriés pour maximiser l'élargissement de la bande-passante par ajustement électrique, en raison de leur forte densité de couplage électromagnétique. Le Chapitre III a validé ce résultat expérimentalement en fabriquant le prototype n°1, un récupérateur d'énergie vibratoire possédant une forte densité de couplage électromagnétique et une bande-passante considérablement élargie avec l'ajustement électrique. Le Chapitre III a également montré qu'il pouvait être difficile de maximiser le facteur de qualité mécanique dans le cas des transducteurs électromagnétiques de type Aimant-Fer. En effet, pour ce type de transducteurs, des courants de Foucault sont susceptibles d'apparaître et d'engendrer des pertes énergétiques lorsque le matériau choisi pour les éléments ferromagnétiques est conducteur (notamment l'alliage fer-silicium). Pour atténuer ce phénomène, et augmenter ainsi le facteur de qualité mécanique du récupérateur, une option possible consiste à feuilletter les pièces ferromagnétiques du transducteur et à isoler les tôles entre elles. Cette solution a été mise en place dans le cas du prototype n°1, mais elle s'est révélée difficile à mettre en œuvre à cause de la forme relativement complexe du prototype (les tôles ferromagnétiques devant être orientées selon plusieurs directions différentes). L'isolation imparfaite du feuilletage s'est traduite par un facteur de qualité relativement faible par rapport aux autres transducteurs de la littérature.

Pour faciliter le feuilletage des éléments ferromagnétiques et garantir une meilleure isolation entre les tôles, au sein d'un éventuel prototype dont la réalisation se ferait après cette thèse, on propose dans ce chapitre une topologie de transducteur électromagnétique AF impliquant que les tôles du feuilletages puissent être toutes parallèles entre elles. Désignée sous le nom de T5, une représentation de cette topologie est donnée en Figure IV.1.

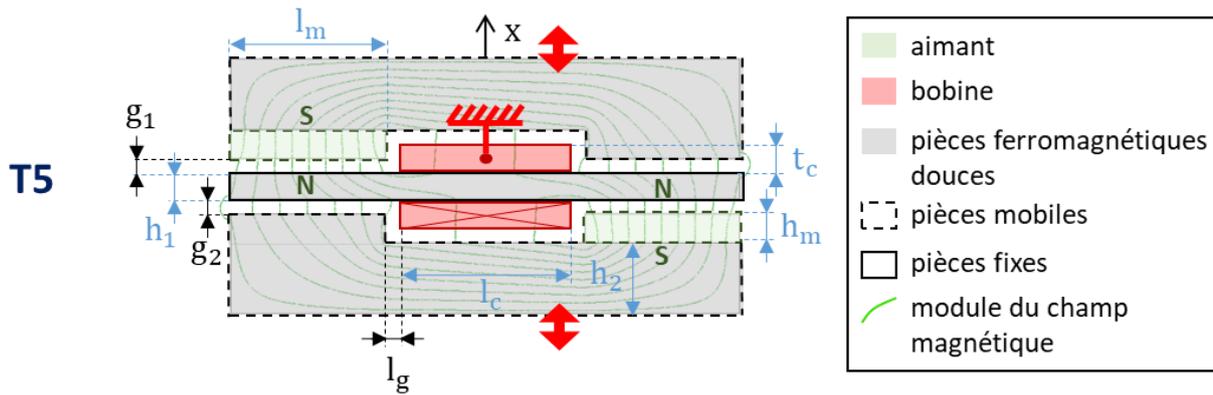


Figure IV.1 – Représentation schématique du transducteur T5, qui est de type AF, en faisant apparaître le module du champ magnétique calculé par FEM avec le logiciel ALTAIR® FLUX®.

Cette topologie se rapproche de celle proposée dans [73] pour son principe de fonctionnement (voir Figure II.3 (b)), mais elle s'en éloigne finalement beaucoup par son dimensionnement différent.

La topologie T5 comprend une partie fixe constituée d'une plaque ferromagnétique autour de laquelle est enroulée une bobine de section rectangulaire. La partie mobile consiste en un assemblage de deux blocs ferromagnétiques et de deux aimants à base rectangulaire, chacun situés de part et d'autre de la partie fixe.

La disposition de ces différentes pièces permet de définir un circuit magnétique inférieur passant par le bloc ferromagnétique mobile inférieur et la plaque ferromagnétique fixe, puis un circuit magnétique supérieur passant par le bloc ferromagnétique mobile supérieur et la plaque ferromagnétique fixe. La polarité des deux aimants est choisie de sorte que les flux magnétiques issus des deux circuits magnétiques s'opposent l'un par rapport à l'autre dans la plaque ferromagnétique fixe. Ainsi, lorsque la masse mobile se déplace vers le haut selon l'axe vertical x , l'entrefer du circuit magnétique inférieur diminue tandis que celui du circuit magnétique supérieur augmente (l'inverse se produit quand la masse mobile se déplace vers le bas), de sorte que la variation des deux flux magnétiques passant dans la plaque ferromagnétique fixe est de même signe. Le principe de fonctionnement de T5 est mis en évidence schématiquement en Figure IV.2.

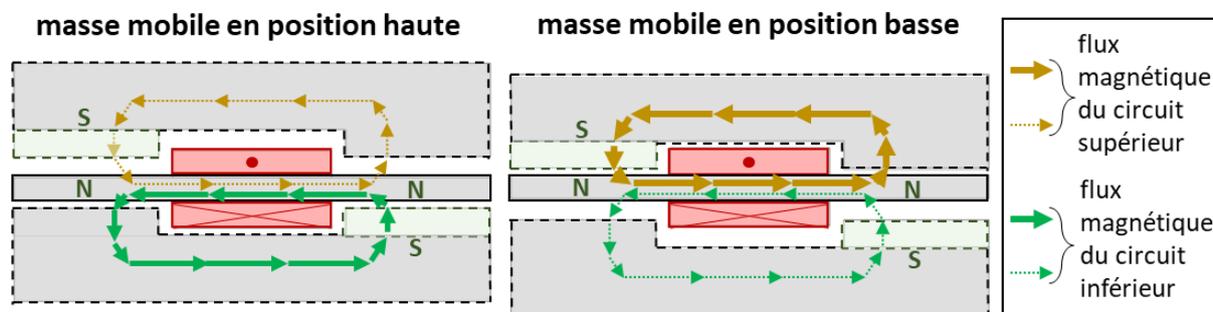


Figure IV.2 – Schéma de principe de la topologie T5 illustrant la coexistence de deux circuits magnétiques à réluctance variable, à savoir un circuit magnétique inférieur et un circuit magnétique supérieur. Les flèches en trait plein épais correspondent à un flux magnétique de module élevé par rapport au flux représenté par les flèches en traits pointillés fins.

Les paramètres se rapportant à la forme de la topologie T5 sont indiqués en bleu et en noir sur la Figure IV.1. Parmi ces paramètres, l_c désigne la hauteur de la bobine le long de la

plaque ferromagnétique fixe, t_c , l'épaisseur de la bobine, h_1 , la hauteur de la plaque ferromagnétique fixe le long de l'axe x, h_2 , la hauteur de chaque bloc ferromagnétique mobile le long de l'axe x du côté de l'aimant, h_m , la hauteur de chaque aimant, l_g , le jeu mécanique latéral entre la bobine et les pièces ferromagnétiques mobiles, puis g_1 et g_2 , l'écart entre les armature des entrefers respectivement associés au circuit magnétique supérieur et inférieur. Enfin, on note w l'épaisseur des pièces ferromagnétiques dans le sens de l'axe normal au plan d'affichage de la Figure IV.1.

La plaque ferromagnétique fixe et les deux blocs ferromagnétiques mobiles peuvent être feuilletés en empilant chaque tôle parallèlement au plan d'affichage de la Figure IV.1. De la sorte, il est possible de bloquer les courants de Foucault en disposant une couche d'isolant entre chaque tôle. On peut noter que l'épaisseur de l'isolant ne constitue pas un entrefer supplémentaire dans les deux circuits magnétiques, ce qui permet d'atténuer efficacement les courants de Foucault avec une moindre répercussion sur la densité de couplage électromagnétique, au contraire de ce qui avait été constaté sur le prototype n°3 (voir section III.3.2).

Dans l'optique de simuler et d'optimiser la topologie T5 d'après la démarche de dimensionnement présentée au Chapitre II, le calcul de la densité de couplage électromagnétique peut s'effectuer sur la base de simulations FEM réalisées à l'aide du logiciel ALTAIR® FLUX®. Pour diminuer le temps de calcul pendant la phase d'optimisation, on utilise cette fois l'option « 2D plane » du logiciel plutôt que « 2D axisymétrique », du fait de la géométrie du transducteur qui, à l'exception de la bobine, comporte une invariance le long d'un segment dirigé par l'axe normal au plan d'affichage. Ce choix est toutefois discutable car il présuppose que le flux magnétique généré par les aimants est entièrement canalisé dans chacun des deux circuits magnétiques. C'est pourquoi l'option « 3D », qui est l'option par défaut du logiciel, sera aussi utilisée a posteriori afin de valider les résultats obtenus.

Les paramètres d'optimisation de la forme sont l_c , h_1 , h_2 , h_m et w . On impose $t_c = h_m$ pour s'assurer que la bobine n'entre pas en contact avec la masse mobile pendant son déplacement. Dans un souci de comparabilité avec les topologies T1, T2, T3 et T4, le volume du transducteur T5 est défini comme celui du plus petit parallélépipède rectangle contenant les éléments actifs du transducteur. Le jeu mécanique latéral l_g est quant à lui fixé à $0,1 \text{ mm/cm}^3$ et la quantité $g_1 + g_2$ est fixée à $0,2 \text{ mm/cm}^3$. D'autre part, on attribue à T5 les mêmes matériaux que ceux déjà employés pour T1, T2, T3 et T4 (voir section II.3.2).

Les performances optimales de T5 sur le plan de la densité de couplage électromagnétique et de la masse volumique effective (front de Pareto) sont représentées à la Figure IV.3, où apparaissent également, à titre de comparaison, celles de T1, T2, T3, T4, du prototype n°1 et de la littérature.

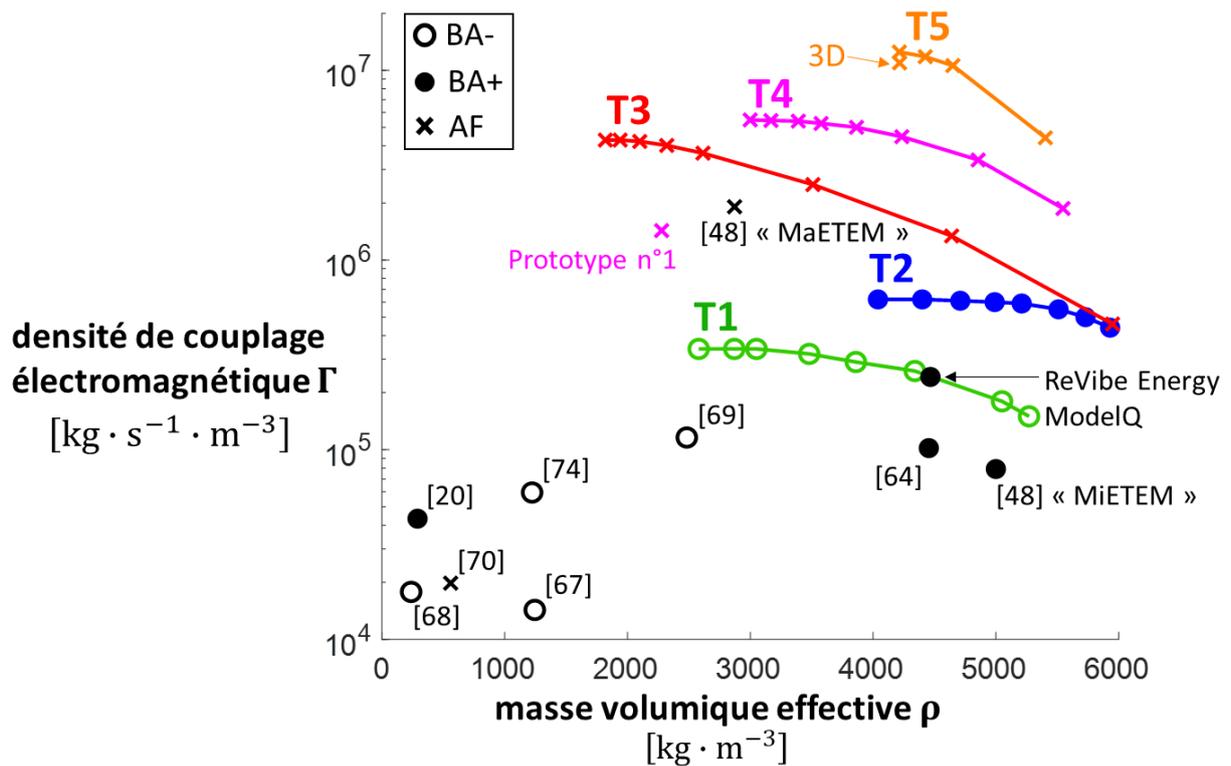


Figure IV.3 – Comparaison du front de Pareto de T5 par rapport à ceux de T1, T2, T3 et T4, avec le prototype n°1 et la littérature sur le plan de la masse volumique effective et de la densité de couplage électromagnétique. La croix orange labellisée « 3D » correspond à une simulation de la forme de T5 maximisant la densité de couplage électromagnétique calculée avec l’option « 3D ». Comme cette croix est très proche de celle correspondant à la forme maximisant la densité de couplage électromagnétique calculée avec l’option « 2D plane », le résultat obtenu avec cette option de calcul est validé.

Comme le montre la Figure IV.3, les performances de la topologie T5 sont significativement meilleures que toutes les autres topologies précédemment étudiées sur le plan de la masse volumique effective et de la densité de couplage électromagnétique. De plus, on peut s’attendre à ce que le facteur de qualité mécanique d’un récupérateur basé sur cette topologie soit supérieur à celui obtenu sur le prototype n°1, car les tôles constituant le feuilletage des éléments ferromagnétiques peuvent être disposées toutes parallèlement entre elles, réduisant ainsi le risque de conduction entre les tôles. Il serait donc souhaitable de poursuivre le développement de cette topologie en étudiant la question de sa mise en œuvre pratique (notamment la disposition des ressorts) et en développant un nouveau prototype.

Conclusion de la thèse

Bilan des travaux réalisés

Cette thèse a permis de faire progresser la thématique de la récupération d'énergie vibratoire large bande en se focalisant sur les récupérateurs constitués d'un transducteur électromagnétique et équipés d'une interface d'ajustement électrique. Le choix de la technologie électromagnétique est motivé par sa robustesse et sa maturité industrielle par rapport aux autres technologies existantes. La méthode d'ajustement électrique est quant à elle une stratégie prometteuse pour élargir la bande-passante des récupérateurs d'énergie vibratoire avec relativement peu d'impact sur la densité de puissance par rapport aux autres stratégies larges bandes.

Un examen de la littérature existante en matière de récupération d'énergie vibratoire large bande faisant appel à la technologie électromagnétique et à l'ajustement électrique a permis d'identifier plusieurs axes à traiter au cours de la thèse pour aider à la conception de tels récupérateurs. Ceux-ci prennent la forme de quatre objectifs.

- **Objectif 1** : définir un critère de performance adapté à la problématique de l'élargissement de la bande-passante des récupérateurs d'énergie vibratoire.
- **Objectif 2** : étudier l'influence des différentes propriétés physiques d'un récupérateur d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique sur le nouveau critère de bande-passante afin d'en tirer des règles générales de conception lorsque le récupérateur est équipé d'une interface d'ajustement électrique.
- **Objectif 3** : identifier les meilleures topologies de transducteurs électromagnétiques permettant de maximiser la bande-passante lorsque le récupérateur est équipé d'une interface d'ajustement électrique.
- **Objectif 4** : fabriquer un récupérateur d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique le plus large bande possible avec une interface d'ajustement électrique.

En réponse au premier objectif de la thèse, une nouvelle définition de la bande-passante, désignée sous le nom de « bande-passante normalisée générale », est proposée dans le Chapitre II comme alternative à la bande-passante normalisée à -3dB. Il s'agit de la largeur du plus grand intervalle fréquentiel sur lequel la puissance moyenne récupérable est supérieure à la puissance P_0 que doit fournir un récupérateur d'énergie vibratoire donné d'après son cahier des charges, divisée par sa fréquence propre. La nouvelle définition se rapproche davantage des attentes que pourrait avoir un fabricant industriel en matière de bande-passante, en supposant que ce dernier recherche avant tout un récupérateur délivrant une puissance minimale P_0 avec une bande-passante la plus large possible, plutôt qu'un récupérateur possédant la bande-passante à -3dB la plus large possible sans tenir compte de la puissance récupérée.

Ensuite, un modèle linéaire est présenté dans le Chapitre II afin de décrire le comportement des récupérateurs d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique équipés d'une interface d'ajustement électrique. Ce modèle fait intervenir les quatre propriétés physiques caractéristiques suivantes : la fréquence propre, le facteur de qualité mécanique, la masse volumique effective et la densité de couplage électromagnétique. L'analyse mathématique de la bande-passante normalisée générale exprimée d'après le modèle linéaire permet de déterminer l'influence de ces quatre propriétés physiques sur la bande-passante, répondant ainsi au deuxième objectif de la thèse. Ceci se traduit par l'établissement de nouvelles règles de conception : pour maximiser sa bande-passante avec une stratégie d'ajustement électrique, un récupérateur d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique doit maximiser sa masse volumique effective, sa densité de couplage électromagnétique et son facteur de qualité mécanique.

Sur la base des règles de conception établies au Chapitre II, une nouvelle approche d'optimisation de la forme des transducteurs électromagnétiques est mise au point pour maximiser leur masse volumique effective et leur densité de couplage. Cette approche permet de comparer plusieurs topologies entre elles sur le plan de la masse volumique effective et de la densité de couplage électromagnétique, en ne considérant que les meilleures formes possibles de chaque topologie, et indépendamment des grandeurs extérieures au dimensionnement du transducteur, telles que le facteur de qualité mécanique, la fréquence propre et la densité de puissance normalisée requise par le cahier des charges.

Le Chapitre II classe les transducteurs électromagnétiques en deux grandes catégories : Bobine-Aimant et Aimant-Fer. Les premiers sont constitués d'une source magnétique et d'un bobinage en mouvement relatif l'un par rapport à l'autre. Les seconds sont constitués de pièces en matériau ferromagnétique doux et d'une source magnétique en mouvement relatif l'un par rapport à l'autre. Les transducteurs Bobine-Aimant se répartissent encore en deux sous-catégories pour différencier le cas où la source magnétique comprend des pièces ferromagnétiques supplémentaires fixes par rapport à l'aimant. Pour répondre au troisième objectif de la thèse, trois topologies de transducteurs désignées sous le nom de T1, T2 et T3, appartenant à chacune des catégories mentionnées, sont introduites et comparées sur le plan de la masse volumique effective et de la densité de couplage électromagnétique à l'aide de l'approche d'optimisation proposée dans cette thèse. Le résultat de cette comparaison indique que la topologie T3 appartenant à la catégorie Aimant-Fer présente des performances significativement meilleures que les deux autres topologies T1 et T2 de type Bobine-Aimant, sur le plan de la masse volumique effective et de la densité de couplage électromagnétique. Pour un même facteur de qualité mécanique et une même fréquence propre, on conclut que les topologies Aimant-Fer sont susceptibles de présenter une bande-passante plus large que les topologies de type Bobine-Aimant.

Le Chapitre III répond au quatrième objectif de la thèse. Pour cela, la topologie T3 est profondément modifiée de sorte à accroître ses performances sur le plan de la masse volumique effective et de la densité de couplage électromagnétique. Cette évolution donne lieu à une nouvelle topologie Aimant-Fer désignée sous le nom de T4, dont la particularité par rapport à T3 est que la masse mobile n'arrive pas en butée contre les pièces constituant le

guide ferromagnétique. La topologie T4 est ensuite fabriquée en tenant compte de différentes contraintes d'ordre pratique, notamment la nécessité de feuilletter les pièces ferromagnétiques pour atténuer les courants de Foucault, conduisant à s'écarter légèrement de la forme optimale du transducteur. Le prototype ainsi créé, désigné sous le nom de « prototype n°1 », est ensuite testé et caractérisé par identification avec le modèle linéaire du Chapitre II. Ses performances sur le plan de la masse volumique effective et de la densité de couplage électromagnétique se rapprochent de celles obtenues par le récupérateur « MaEEM » étudié dans [48] (fabriqué par l'entreprise Perpetuum Ltd), qui est, à notre connaissance, le récupérateur présentant la plus haute densité de couplage électromagnétique de l'état de l'art. Ce résultat expérimental corrobore l'idée selon laquelle les topologies Aimant-Fer sont capables de présenter une densité de couplage électromagnétique supérieure par rapport aux topologies Bobine-Aimant. D'autre part, l'identification paramétrique du prototype n°1 montre qu'il présente un facteur de qualité mécanique faible par rapport au reste de la littérature, ce qui constitue un aspect important à améliorer sur ce prototype. Une investigation expérimentale, menée au travers de la fabrication de nouvelles versions du prototype (n°2 et n°3), combinée à une investigation théorique menée au travers d'un ensemble de simulations FEM, permet de montrer que les courants de Foucault dans les parties ferromagnétiques du prototype sont à l'origine de pertes mécaniques importantes abaissant le facteur de qualité mécanique. Pour limiter ce phénomène, on recommande de poursuivre l'amélioration du prototype, notamment en isolant plus efficacement les tôles ferromagnétiques entre elles et en réduisant l'épaisseur d'isolant entre chaque tôle.

Perspectives

Les travaux menés au cours de cette thèse, concernant le développement des récupérateurs d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique équipés d'une interface d'ajustement électrique, peuvent être poursuivis sous différents aspects.

Tout d'abord, il serait intéressant de continuer les recherches visant à améliorer le prototype développé au cours de la thèse. Des recommandations pratiques ont été formulées en fin de Chapitre III pour atténuer plus efficacement les courants de Foucault et accroître encore la densité de couplage électromagnétique. Fabriquer une nouvelle version du prototype en suivant ces recommandations permettrait donc d'améliorer ses performances. Il serait également possible d'affiner les simulations FEM du prototype en considérant sa vraie forme en 3 dimensions, plutôt que de faire l'hypothèse simplificatrice de son axisymétrie. De telles simulations, qui tiendraient alors compte du feuilletage des pièces ferromagnétiques, permettraient de mieux comprendre comment les courants de Foucault apparaissent au sein du prototype, ce qui pourrait aider à les atténuer plus efficacement en faisant varier certains paramètres tels que l'épaisseur et l'orientation des tôles. Il est cependant important de noter que de telles simulations peuvent se révéler coûteuses en temps de calcul et en mémoire disponible.

Il serait également intéressant de poursuivre l'exploration des différentes topologies de transducteurs électromagnétiques de type Aimant-Fer. En effet, l'approche d'optimisation décrite dans le Chapitre II pourrait être exploitée pour étudier d'autres topologies. D'une part, l'étude de topologies existantes dans la littérature (par exemple le « MaETEM » évoqué dans [48]) pourrait apporter un éclairage nouveau sur les résultats indiqués dans les articles. D'autre part, l'étude de topologies nouvelles pourrait aboutir à un meilleur compromis entre le facteur de qualité et la densité de couplage électromagnétique, par rapport à celui obtenu sur le prototype développé au cours de la thèse. C'est dans cette optique que le Chapitre IV présente une nouvelle topologie, désignée sous le nom de T5, susceptible de présenter une plus grande masse volumique effective et une plus grande densité de couplage électromagnétique que la topologie T4, tout en étant, vraisemblablement, moins sujette aux courants de Foucault.

Enfin, de nombreuses questions de recherche n'ont pas été traitées au cours de la thèse et restent encore à élucider avant de déployer les solutions proposées au niveau industriel. De façon non exhaustive, les problématiques suivantes pourraient être abordées dans cette perspective :

- **Problématique 1** : quelle est la meilleure solution pour atténuer efficacement les courants de Foucault dans les transducteurs de type Aimant-Fer ?
- **Problématique 2** : quel niveau de miniaturisation est-il possible d'atteindre sans compromettre les performances des solutions proposées dans cette thèse ?
- **Problématique 3** : les effets non-linéaires auxquels sont sujets les récupérateurs présentés dans cette thèse peuvent-ils être exploités en vue d'accroître leurs performances sur le plan de la bande-passante et de la puissance récupérée, ou bien sont-ils au contraire un frein à leur développement ?

- **Problématique 4** : quel type d'interface électronique, associée à quel algorithme MPPT (Maximum Power Point Tracking) faut-il privilégier pour maximiser les performances de l'ajustement électrique dans le cas des récupérateurs de type électromagnétiques ?

Concernant la première problématique, il existe deux solutions pour atténuer les courants de Foucault dans les éléments ferromagnétiques d'un récupérateur : le recours à la ferrite douce (matériau ferromagnétique non conducteur) d'une part, et le feuilletage de tôles en fer doux (ou autre alliage à base de fer) d'autre part. L'inconvénient principal de la ferrite est de présenter une faible limite de saturation, ce qui peut empêcher d'atteindre une densité de couplage électromagnétique aussi élevée que dans le cas des tôles feuilletées en fer. Toutefois, les éléments ferromagnétiques du récupérateur « MaETEM » étudié dans [48] (fabriqué par l'entreprise Perpetuum Ltd) sont réalisés en ferrite, et la densité de couplage électromagnétique obtenue sur ce récupérateur est la plus élevée de l'état de l'art à notre connaissance. Ceci donne à penser que la ferrite pourrait être plus avantageuse que l'utilisation des tôles feuilletées, au moins sous certaines conditions. Ces conditions porteraient notamment sur le volume du transducteur, la fréquence vibratoire, et les propriétés magnétiques des aimants employés (champ résiduel de flux magnétique, perméabilité magnétique), etc., et il serait intéressant de déterminer ces conditions.

La deuxième problématique concerne l'impact du volume du transducteur sur ses performances. On sait que les récupérateurs d'énergie vibratoire employant la technologie électromagnétique sont plus difficiles à miniaturiser que ceux intégrant un transducteur piézoélectrique. Ceci peut s'expliquer par le fait que la tension récupérable aux bornes du bobinage est d'autant plus faible que le volume occupé par le transducteur est faible, en considérant constant le diamètre du fil constituant le bobinage. Pour un volume très faible, le moyen le plus efficace pour augmenter la tension récupérée est de diminuer le diamètre du fil constituant la bobine, mais comme cette grandeur ne peut pas être diminuée indéfiniment en pratique, il existe donc un volume minimal à respecter pour garantir une tension suffisante. Il serait intéressant de déterminer cette limite en fonction des différentes topologies de transducteur présentées dans cette thèse, et observer, plus généralement, l'impact du volume occupé par le transducteur sur ses autres performances. En croisant avec la première problématique, on pourrait par exemple étudier l'impact du volume sur le facteur de qualité mécanique en fonction du type de solution choisie pour atténuer les courants de Foucault.

La troisième problématique porte sur l'étude du système en régime non-linéaire. Il serait intéressant de mesurer les performances du prototype développé au cours de cette thèse sur des plages d'accélération pour lesquelles celui-ci se comporte de façon non-linéaire. Ceci permettrait de savoir si ce comportement présente un intérêt particulier sur le plan de la bande-passante et de la puissance récupérable en comparaison des autres récupérateurs non-linéaires de la littérature. D'autre part, il serait intéressant de valider expérimentalement le modèle non-linéaire proposé en Annexe E portant spécifiquement sur les récupérateurs de type Aimant-Fer. Toutefois, le prototype n°1 se prête difficilement à l'identification par un tel modèle en raison des courants de Foucault apparaissant dans le prototype (les courants de Foucault n'étant pas spécifiquement pris en compte dans le modèle non-linéaire décrit dans

l'Annexe E). Pour valider expérimentalement un tel modèle, il faudrait donc concevoir un prototype au sein duquel les courants de Foucault seraient suffisamment atténués (en mettant en œuvres les différentes recommandations proposées dans cette thèse), ou bien en proposant un modèle plus réaliste prenant en compte les courants de Foucault.

Enfin, la quatrième problématique concerne le développement d'une interface d'ajustement électrique appropriée au cas des récupérateurs employant la technologie électromagnétique. Pour compléter la démonstration de l'ajustement électrique sur le prototype développé au cours de cette thèse (en ajustant cette fois l'impédance de la charge automatiquement plutôt que manuellement), il est possible de faire appel à des interfaces existantes dans la littérature, notamment celle proposée par Bouhadjar Ahmed-Seddik au cours de sa thèse [45]. Mais pour trouver le type d'interface électronique le plus efficace possible (sur le plan de la rapidité, de l'adaptabilité, de la consommation, etc.) et qui se prête le mieux aux récupérateurs de type électromagnétique, de nombreuses pistes de solution restent à explorer. On pourrait par exemple chercher à étendre au cas électromagnétique certaines stratégies d'ajustement électriques non-linéaires développées spécifiquement dans le cas piézoélectrique, à l'image de la stratégie SMFE proposée par Emmanuelle Arroyo dans le cadre de sa thèse [20], présentée comme l'équivalent électromagnétique de la stratégie SECE développée pour les récupérateurs piézoélectriques.

Annexe A : Expression analytique du flux magnétique dans le cas de la topologie T1

A.1 Expression analytique du flux magnétique et de sa dérivée

Le but de cette section est de montrer comment on aboutit à la formule du flux magnétique donnée en section II.1.1. On se réfère au schéma de la Figure A.1 pour les notations utilisées.

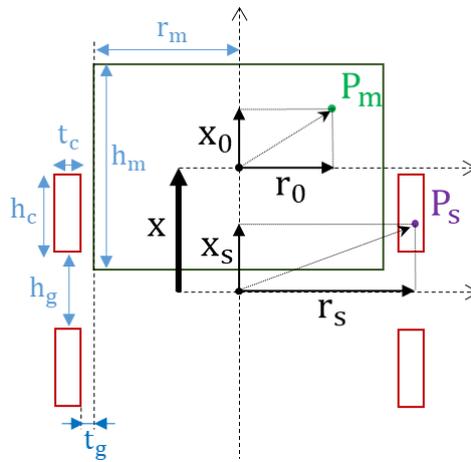


Figure A.1 – Schéma du transducteur pour introduire les notations.

L'expression de la composante axiale $B_x(x_0, r_0)$ du champ magnétique d'un aimant cylindrique est tirée de [75], qui s'appuie sur une modélisation de l'aimant par « courant de surface équivalent » (l'aimant est assimilé à une nappe de courant tournant autour de son axe au niveau de sa surface). D'autres modélisations auraient pu être utilisées pour ce calcul, notamment celle assimilant l'aimant à un ensemble de charges magnétiques « Nord » (concept hypothétique construit par analogie avec les charges électriques positives et négatives) concentrées sur l'une des faces du cylindre et un ensemble de charges magnétiques « Sud » concentrées sur l'autre face. Dans cette annexe, la formule issue de [75] est choisie en raison de sa validité expérimentale démontrée dans l'article. En remplaçant les notations d'origine par celles de la Figure A.1, la composante axiale du champ magnétique d'un aimant cylindrique peut s'écrire comme dans l'équation (A.1), x_0 et r_0 désignant respectivement la distance axiale et radiale d'un point quelconque P_m par rapport au centre de l'aimant.

$$B_x(x_0, r_0) = \frac{B_r}{2\pi} \int_{x_1 = -\frac{h_m}{2}}^{\frac{h_m}{2}} \frac{1}{\sqrt{(r_m + r_0)^2 + (x_0 - x_1)^2}} \left(\frac{r_m^2 - r_0^2 - (x_0 - x_1)^2}{(r_m - r_0)^2 + (x_0 - x_1)^2} E(k) + K(k) \right) dx_1 \quad (A.1)$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} k = \frac{4 \cdot r_0 \cdot r_m}{(r_0 + r_m)^2 + (x_0 - x_1)^2} \\ E(k) = \int_{s=0}^{\pi/2} (\sqrt{1 - k^2 \sin^2(s)}) ds \\ K(k) = \int_{s=0}^{\pi/2} \frac{ds}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2(s)}} \end{array} \right.$$

Cette formule peut être retrouvée en discrétisant la nappe de courant cylindrique le long de l'axe x (d'où l'intégrale en x_1), puis en calculant le champ magnétique par la loi de Biot et Savart appliquée au cas d'un courant filiforme circulaire (partie de l'expression sous l'intégrale, faisant appel à aux intégrales elliptiques de première et de deuxième espèce).

Par définition du flux magnétique, compte-tenu de la symétrie du problème et des notations définies dans le schéma de la Figure A.1 où x désigne le décalage axial du centre de l'aimant par rapport au centre des deux bobines, le flux magnétique φ_s capté par une spire circulaire de rayon r_s et située en position x_s (représentée par le point P_s sur la Figure A.1) dans le repère centré sur le centre des deux bobines, s'écrit comme dans l'équation (A.2), avec $k = \pm 1$ (selon l'orientation de la spire).

$$\varphi_s = 2\pi \cdot k \int_{r=0}^{r_s} B_x(x_s - x, r) \cdot r \cdot dr \quad (\text{A.2})$$

Les flux magnétiques ϕ_1 et ϕ_2 , captés respectivement par la bobine supérieure et inférieure se calculent en sommant le flux φ_s de toutes ses spires, ce qui donne (A.3) et (A.4).

$$\phi_1 = \sum_{x_s = \frac{h_g}{2}}^{\frac{h_g}{2} + h_c} \sum_{r_s = r_m + t_g}^{r_m + t_g + t_c} 2\pi \cdot k \int_{r=0}^{r=r_s} B_x(x_s - x, r) \cdot r \cdot dr \quad (\text{A.3})$$

$$\phi_2 = \sum_{x_s = -\frac{h_g}{2}}^{-\frac{h_g}{2} - h_c} \sum_{r_s = r_m + t_g}^{r_m + t_g + t_c} 2\pi \cdot (-k) \int_{r=0}^{r=r_s} B_x(x_s - x, r) \cdot r \cdot dr \quad (\text{A.4})$$

En supposant que les N spires contenues dans chaque bobine sont enroulées régulièrement avec $N \gg 1$, on peut passer d'une sommation discrète à une sommation continue dans (A.5) et (A.6), aboutissant ainsi à l'équation (II.1) donnée en section II.1.1.

$$\phi_1 = \frac{2\pi k N}{t_c h_c} \int_{x_s = \frac{h_g}{2}}^{\frac{h_g}{2} + h_c} \int_{r_s = r_m + t_g}^{r_m + t_g + t_c} \int_{r=0}^{r_s} B_x(x_s - x, r) \cdot r \cdot dr \cdot dr_s \cdot dx_s \quad (\text{A.5})$$

$$\phi_2 = -\frac{2\pi kN}{t_c h_c} \int_{x_s = \frac{-h_g}{2} - h_c}^{\frac{-h_g}{2}} \int_{r_s = r_m + t_g}^{r_m + t_g + t_c} \int_{r=0}^{r_s} B_x(x_s - x, r) \cdot r \cdot dr \cdot dr_s \cdot dx_s \quad (\text{A.6})$$

A.2 Démonstration de la proportionnalité du coefficient de transduction par rapport à la racine cubique du volume du transducteur

On note $B_x^{(\lambda)}(x_0, r_0)$ l'équivalent de $B_x(x_0, r_0)$ pour un aimant dont les dimensions r_m et h_m sont multipliées par un coefficient λ . En procédant ainsi dans l'équation (A.1), et en posant $x_2 = x_1/\lambda$, ce qui donne $dx_1 = \lambda dx_2$, le changement de variable permet d'écrire l'équation (A.7).

$$B_x^{(\lambda)}(x_0, r_0) = \frac{B_r}{2\pi} \int_{x_2 = \frac{-h_m}{2}}^{\frac{h_m}{2}} \frac{1}{\sqrt{(r_m + \frac{r_0}{\lambda})^2 + \lambda^2 (\frac{x_0}{\lambda} - x_2)^2}} \left(\frac{r_m^2 - \frac{r_0^2}{\lambda^2} - (\frac{x_0}{\lambda} - x_2)^2}{(r_m - \frac{r_0}{\lambda})^2 + (\frac{x_0}{\lambda} - x_2)^2} E(k) + K(k) \right) dx_2 \quad (\text{A.7})$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} k = \frac{4 \cdot \frac{r_0}{\lambda} \cdot r_m}{\left(\frac{r_0}{\lambda} + r_m\right)^2 + \left(\frac{x_0}{\lambda} - x_2\right)^2} \\ E(k) = \int_{s=0}^{s=\pi/2} \left(\sqrt{1 - k^2 \sin^2(s)}\right) ds \\ K(k) = \int_{s=0}^{s=\pi/2} \frac{ds}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2(s)}} \end{array} \right.$$

D'où l'équation (A.8).

$$B_x^{(\lambda)}(x_0, r_0) = B_x\left(\frac{x_0}{\lambda}, \frac{r_0}{\lambda}\right) \quad (\text{A.8})$$

On note $\frac{d\phi_1^{(\lambda)}}{dx}$ la dérivée du flux magnétique capté par la bobine supérieure lorsque l'homothétie de rapport λ est appliquée pour N constant. Partant des équations (II.3) et (II.4), en appliquant l'homothétie de rapport λ et en posant successivement les changements de variable $r_2 = r/\lambda$ et $r_3 = r_s/\lambda$, on obtient l'équation (A.9).

$$\frac{d\phi_1^{(\lambda)}}{dx} = \lambda \frac{2\pi kN}{t_c h_c} \int_{r_3 = r_m + t_g}^{r_m + t_g + t_c} \int_{r_2 = 0}^{r_3} \left[B_x\left(\frac{h_g}{2} - \frac{x}{\lambda}, r\right) - B_x\left(\frac{h_g}{2} + h_c - \frac{x}{\lambda}, r\right) \right] r_2 dr_2 dr_3 \quad (\text{A.9})$$

D'où l'équation (A.10).

$$\frac{d\phi_1^{(\lambda)}}{dx}(x) = \lambda \frac{d\phi_1}{dx}\left(\frac{x}{\lambda}\right) \quad (\text{A.10})$$

Une relation similaire à (A.10) est trouvée en procédant de même pour le flux de la bobine inférieure. Par conséquent, le coefficient de transduction β , c'est-à-dire la dérivée du flux magnétique évaluée en $x = 0$, est proportionnel à l'homothétie λ . De façon équivalente, on peut conclure que β est proportionnel à la racine cubique du volume.

A.3 Calcul analytique du flux magnétique en pratique

Cette section a pour objectif de présenter le principe de l'algorithme développé sur MATLAB® dans le cadre de cette thèse, permettant de calculer le flux magnétique capté par la bobine et sa dérivée par rapport à x dans le cas de la topologie T1.

Le flux magnétique capté par la bobine et sa dérivée par rapport à x peuvent être calculés directement (par une intégration numérique d'ordre 3) d'après les expressions (II.1), (II.3) et (II.4) données dans le Chapitre II. Cependant, un tel calcul peut se révéler très long dès lors qu'il s'agit de réaliser une optimisation de la forme du transducteur, impliquant d'effectuer ce calcul un grand nombre de fois. L'algorithme présenté dans cette section est conçu pour accélérer le calcul analytique du flux magnétique dans le cas d'un balayage des paramètres se rapportant à la forme du transducteur en vue de l'optimiser (la Figure II.6 fait par exemple appel à cet algorithme pour calculer le coefficient de transduction en faisant varier les paramètres h_c et t_c).

En reformulant l'équation (II.1) indiquée au Chapitre II, le flux magnétique capté par une seule bobine peut se mettre sous la forme (A.11) suivante, sur laquelle se base l'algorithme.

$$\Phi(x) = \frac{4B_r f_c}{\pi d_w^2} \int_{x_0 = -x - \frac{h_c}{2}}^{x_0 = -x + \frac{h_c}{2}} (r_{ext} \cdot F_1(r_{ext}, x_0) - r_{int} \cdot F_1(r_{int}, x_0) + F_2(r_{int}, x_0) - F_2(r_{ext}, x_0)) \cdot dx_0 \quad (A.11)$$

avec

$$\begin{cases} F_1(r_0, x_0) = \int_{r_1=0}^{r_1=r_0} r_1 \cdot \left(\int_{x_1=-\frac{h_m}{2}}^{x_1=\frac{h_m}{2}} f(x_0, x_1, r_1) \cdot dx_1 \right) \cdot dr_1 \\ F_2(r_0, x_0) = \int_{r_1=0}^{r_1=r_0} r_1^2 \cdot \left(\int_{x_1=-\frac{h_m}{2}}^{x_1=\frac{h_m}{2}} f(x_0, x_1, r_1) \cdot dx_1 \right) \cdot dr_1 \end{cases}$$

avec

$$f(x_0, x_1, r_1) = \frac{1}{\sqrt{(r_1 + r_m)^2 + (x_0 - x_1)^2}} \left(\frac{r_m^2 - r_1^2 - (x_0 - x_1)^2}{(r_1 - r_m)^2 + (x_0 - x_1)^2} \cdot E(k) + K(k) \right)$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} k = \frac{4 \cdot r_0 \cdot r_m}{(r_0 + r_m)^2 + (x_0 - x_1)^2} \\ E(k) = \int_{s=0}^{\pi/2} (\sqrt{1 - k^2 \sin^2(s)}) ds \\ K(k) = \int_{s=0}^{\pi/2} \frac{ds}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2(s)}} \end{array} \right.$$

Cette formulation alternative du flux magnétique permet de le calculer en deux étapes.

- **Etape 1** : calcul des matrices $F_1(r_0, x_0)$ et $F_2(r_0, x_0)$ qui dépendent des dimensions r_m et h_m de l'aimant.
- **Etape 2** : calcul du flux magnétique Φ qui dépend des matrices $F_1(r_0, x_0)$ et $F_2(r_0, x_0)$, et des autres paramètres se rapportant à la forme du transducteur.

Pour calculer le flux magnétique d'un transducteur en faisant varier les dimensions h_c et t_c de la bobine, mais en laissant constants les paramètres r_m et h_m , l'étape 2 doit être répétée autant de fois qu'il y a de couples (h_c, t_c) dans le plan d'expérience, mais l'étape 1 peut n'être réalisée qu'une fois, d'où le gain en temps de calcul. On peut noter de plus que l'étape 2 est assez rapide, puisqu'il s'agit seulement d'interpoler les matrices F_1 et F_2 et de calculer numériquement une intégrale d'ordre 1, ce qui est bien plus rapide que de calculer numériquement une intégrale d'ordre 3 comme ce serait le cas en implémentant directement l'expression (II.1).

Annexe B : Calcul de la bande-passante normalisée générale associée à P_h^{RC-R}

Tout d'abord, calculons la bande-passante normalisée générale dans le cas de l'enveloppe P^{RX} définie par l'équation (II.26). On cherche donc Ω tel que l'équation (B.1) soit vérifiée.

$$\frac{p^{RX}}{|\underline{a}|^2 V} = \text{Target} \quad (\text{B.1})$$

En introduisant $q = \text{Target}/\text{NPD}$, qui est compris entre 0 et 1 tant que le paramètre Target est inférieur à la NPD, (B.2) et (B.3) sont toutes deux équivalentes à l'équation (B.1).

$$P^{RX} = q \cdot P_{\max} \quad (\text{B.2})$$

$$A_2 \Omega^4 + B_2 \Omega^2 + C_2 = 0 \quad (\text{B.3})$$

avec

$$\begin{cases} A_2 &= 1 \\ B_2 &= -2 - \frac{(1-q)(1+\gamma)}{qQ^2} \\ C_2 &= 1 \end{cases}$$

Le discriminant $B_2^2 - 4A_2C_2$ du polynôme bicarré donné en (B.3) peut s'écrire comme dans (B.4).

$$B_2^2 - 4A_2C_2 = \frac{(1-q)(1+\gamma)}{qQ^2} \left(\frac{(1-q)(1+\gamma)}{qQ^2} + 4 \right) \quad (\text{B.4})$$

Le polynôme bicarré de (B.3) admet deux racines réelles positives tant que $q \leq 1$, c'est-à-dire que tant que $\text{Target} < \text{NPD}$, et la différence entre ces deux racines, que l'on note $\Delta f^{RX}/f_0$, et qui n'est autre que la bande-passante normalisée générale dans le cas de l'enveloppe P^{RX} , peut s'écrire comme dans (B.5).

$$\Delta f^{RX}/f_0 = \sqrt{\frac{-B_2 - 2\sqrt{A_2C_2}}{A_2}} \quad (\text{B.5})$$

Ainsi, en remplaçant les coefficients du polynôme bicarré par leurs expressions, on obtient (B.6).

$$\Delta f^{RX}/f_0 = \frac{\sqrt{1+\gamma}}{Q} \sqrt{\frac{1-q}{q}} \quad (\text{B.6})$$

Finalement, la bande-passante normalisée générale dans le cas de l'enveloppe P^{RX} vue comme une fonction de ρ , Q , Γ , ω_0 et Target, s'exprime comme dans l'équation (B.7).

$$\Delta f^{RX}/f_0 = \sqrt{\frac{\Gamma}{\omega_0} \left(\frac{1}{8\omega_0 \text{Target}} - \frac{1}{\rho Q} \right) - \frac{1}{Q^2}} \quad (\text{B.7})$$

D'après cette formule, on peut conclure sans calcul que $\Delta f^{RX}/f_0$ diminue avec ω_0 et Target, et qu'elle augmente avec ρ , Q et Γ . En revanche, l'influence de ρ et de Q est limitée car $\Delta f^{RX}/f_0$ est une fonction bornée par rapport à ces deux variables, ce qui n'est pas le cas vis-à-vis de ω_0 , Target et Γ .

Calculons la bande-passante normalisée générale dans le cas de l'enveloppe P_h^R définie dans l'équation (II.27). On cherche donc Ω tel que l'équation (B.8) soit vérifiée.

$$\frac{P_h^R}{a^2 V} = \text{Target} \quad (\text{B.8})$$

En développant, on obtient l'équation (B.9), qui est équivalente à l'équation (B.8).

$$A_3 \Omega^4 + B_3 \Omega^2 + C_3 = 0 \quad (\text{B.9})$$

avec

$$\begin{cases} A_3 &= q\gamma Q^2 [4(1+\gamma) + q\gamma^2] \\ B_3 &= -2(A_3(1+\gamma) - 2[q\gamma + q\gamma^2 - \gamma(1+\gamma)]) \\ C_3 &= A_3(1+\gamma) \end{cases}$$

La différence entre les deux racines réelles du polynôme bicarré de (B.9), que l'on note $\Delta f_h^R/f_0$, peut s'écrire comme dans (B.10).

$$\Delta f_h^R/f_0 = \sqrt{\frac{-B_3 - 2\sqrt{A_3 C_3}}{A_3}} \quad (\text{B.10})$$

Ainsi, en remplaçant les coefficients du polynôme par leurs expressions, on obtient l'expression (B.11).

$$\Delta f_h^R/f_0 = \frac{2(1+\gamma)}{Q\sqrt{4+4\gamma+q\gamma^2}} \sqrt{\frac{1-q}{q}} \quad (\text{B.11})$$

Comme le montre l'équation (B.11), il existe un facteur commun entre $\Delta f_h^R/f_0$ et $\Delta f^{RX}/f_0$.

$$\Delta f_h^R/f_0 = \frac{2 \cdot \Delta f^{RX}/f_0}{\sqrt{4 + \frac{q\gamma^2}{1+\gamma}}} \quad (\text{B.12})$$

L'expression de $\Delta f_h^R/f_0$ en fonction de ρ , Q , Γ , ω_0 et Target est donnée par (B.13).

$$\Delta f_h^R/f_0 = \frac{1}{2\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\rho}{\rho^2 + 2\Gamma \cdot \text{Target}} \left(\frac{\Gamma\rho}{\omega_0^2 \text{Target}} - \frac{8\Gamma}{\omega_0 Q} - \frac{8\rho}{Q^2} \right)} \quad (\text{B.13})$$

D'après (B.13), il vient sans calcul que $\Delta f_h^R/f_0$ est une fonction décroissante non bornée de Target et de ω_0 , et une fonction croissante bornée de Q. Pour étudier la croissance par rapport à Γ , on propose de mettre $\Delta f_h^R/f_0$ sous la forme (B.14).

$$\Delta f_h^R/f_0 = \frac{1}{2\sqrt{2}} \sqrt{\rho \left(\frac{1}{\frac{\rho^2}{\Gamma} + 2 \cdot \text{Target}} \left(\frac{\rho Q - 8\omega_0 \text{Target}}{\omega_0^2 Q \text{Target}} \right) - \frac{\left(\frac{8\rho}{Q^2}\right)}{\rho^2 + 2\Gamma \cdot \text{Target}} \right)} \quad (\text{B.14})$$

D'après (B.14), il vient sans calcul que $\Delta f_h^R/f_0$ est une fonction croissante bornée de Γ . Enfin pour étudier la croissance par rapport à ρ , on peut mettre $\Delta f_h^R/f_0$ sous la forme (B.15) en utilisant la formule (B.12).

$$\Delta f_h^R/f_0 = \frac{\Delta f^{RX}/f_0}{\sqrt{1 + \frac{2\Gamma \cdot \text{Target}}{\rho^2}}} \quad (\text{B.15})$$

D'après (B.15), sachant que $\Delta f^{RX}/f_0$ est une fonction croissante bornée de ρ , il en va de même pour $\Delta f_h^R/f_0$.

Enfin, calculons la bande-passante normalisée dans le cas de l'enveloppe P_h^{RC-R} définie par l'équation (II.28). Comme illustré sur la Figure B.1, en notant $\Delta f^{RX}/f_0 = \Omega_2^{RX} - \Omega_1^{RX}$ et $\Delta f_h^R/f_0 = \Omega_2^R - \Omega_1^R$, on obtient, par construction, $\Delta f_h^{RC-R}/f_0 = \Omega_2^R - \Omega_1^{RX}$.

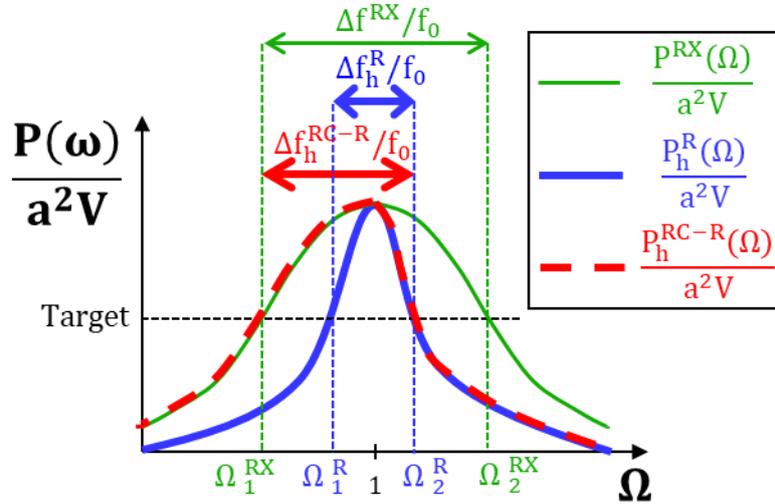


Figure B.1 – Représentation schématique de l'enveloppe de puissance d'un récupérateur avec ajustement électrique selon différents modes d'ajustement, en indiquant la bande-passante normalisée générale associée.

Les enveloppes de puissance P_h^R et P^{RX} présentent chacune une symétrie, de sorte que $\forall \Omega > 0$, on a $P_h^R(\Omega) = P_h^R(1/\Omega)$ et $P^{RX}(\Omega) = P^{RX}(1/\Omega)$. Ceci implique les relations suivantes (B.16), (B.17) et (B.18).

$$\begin{cases} \Omega_2^{RX} &= 1/\Omega_1^{RX} \\ \Omega_1^R &= 1/\Omega_2^R \end{cases} \quad (\text{B.16})$$

$$\begin{cases} \Delta f^{\text{RX}}/f_0 = 1/\Omega_1^{\text{RX}} - \Omega_1^{\text{RX}} \\ \Delta f_h^{\text{R}}/f_0 = \Omega_2^{\text{R}} - 1/\Omega_2^{\text{R}} \end{cases} \quad (\text{B.17})$$

$$\begin{cases} \Omega_1^{\text{RX}} = \frac{1}{2} \cdot \left(\sqrt{4 + (\Delta f^{\text{RX}}/f_0)^2} - \Delta f^{\text{RX}}/f_0 \right) \\ \Omega_2^{\text{R}} = \frac{1}{2} \cdot \left(\sqrt{4 + (\Delta f_h^{\text{R}}/f_0)^2} + \Delta f_h^{\text{R}}/f_0 \right) \end{cases} \quad (\text{B.18})$$

On peut donc en déduire une expression de la bande-passante $\Delta f_h^{\text{RC-R}}/f_0$ dans (B.19).

$$\Delta f_h^{\text{RC-R}}/f_0 = \frac{1}{2} \cdot \left(\sqrt{4 + (\Delta f_h^{\text{R}}/f_0)^2} + \Delta f_h^{\text{R}}/f_0 - \sqrt{4 + (\Delta f^{\text{RX}}/f_0)^2} + \Delta f^{\text{RX}}/f_0 \right) \quad (\text{B.19})$$

En combinant (B.19) avec (B.7) et (B.13), on obtient une expression de $\Delta f_h^{\text{RC-R}}/f_0$ en fonction des paramètres ρ , Q , Γ , ω_0 et Target dans l'expression (B.20).

$$\begin{aligned} \Delta f_h^{\text{RC-R}}/f_0 = & \sqrt{1 + \rho \left(\frac{\rho Q^2 \Gamma - 8\omega_0(\rho\omega_0 + \Gamma Q) \cdot \text{Target}}{32Q^2\omega_0^2(\rho^2 + 2\Gamma \cdot \text{Target}) \cdot \text{Target}} \right)} + \frac{1}{4Q\omega_0} \sqrt{\rho \left(\frac{\rho Q^2 \Gamma - 8\omega_0(\rho\omega_0 + \Gamma Q) \cdot \text{Target}}{2(\rho^2 + 2\Gamma \cdot \text{Target}) \cdot \text{Target}} \right)} \\ & - \sqrt{1 + \frac{\rho Q^2 \Gamma - 8\omega_0(\rho\omega_0 + \Gamma Q) \cdot \text{Target}}{32Q^2\omega_0^2\rho \cdot \text{Target}}} + \frac{1}{4Q\omega_0} \sqrt{\frac{\rho Q^2 \Gamma - 8\omega_0(\rho\omega_0 + \Gamma Q) \cdot \text{Target}}{2\rho \cdot \text{Target}}} \end{aligned} \quad (\text{B.20})$$

Annexe C : Monotonie de la bande-passante normalisée générale associée à P_h^{RC-R}

On propose d'étudier la monotonie de $\Delta f_h^{RC-R}/f_0$ vis-à-vis de chacun des paramètres ρ , Q , Γ , ω_0 et Target. Pour cela, on propose de séparer l'expression en deux termes U et V comme dans l'équation (C.1).

$$\Delta f_h^{RC-R}/f_0 = U + V \quad (C.1)$$

avec

$$\begin{cases} U = \sqrt{1 + \rho \left(\frac{\rho Q^2 \Gamma - 8\omega_0(\rho\omega_0 + \Gamma Q) \cdot \text{Target}}{32Q^2\omega_0^2(\rho^2 + 2\Gamma \cdot \text{Target}) \cdot \text{Target}} \right)} + \sqrt{\rho \left(\frac{\rho Q^2 \Gamma - 8\omega_0(\rho\omega_0 + \Gamma Q) \cdot \text{Target}}{32Q^2\omega_0^2(\rho^2 + 2\Gamma \cdot \text{Target}) \cdot \text{Target}} \right)} \\ V = -\sqrt{1 + \frac{\rho Q^2 \Gamma - 8\omega_0(\rho\omega_0 + \Gamma Q) \cdot \text{Target}}{32Q^2\omega_0^2\rho \cdot \text{Target}}} + \sqrt{\frac{\rho Q^2 \Gamma - 8\omega_0(\rho\omega_0 + \Gamma Q) \cdot \text{Target}}{32Q^2\omega_0^2\rho \cdot \text{Target}}} \end{cases}$$

Etudions la monotonie de U. Tout d'abord, on peut réécrire U comme dans l'équation (C.2).

$$U(X) = \sqrt{1 + X} + \sqrt{X} \quad (C.2)$$

avec

$$X = \rho \left(\frac{\rho Q^2 \Gamma - 8\omega_0(\rho\omega_0 + \Gamma Q) \cdot \text{Target}}{32Q^2\omega_0^2(\rho^2 + 2\Gamma \cdot \text{Target}) \cdot \text{Target}} \right)$$

Sachant que $U(X)$ est une fonction croissante de X , la monotonie de U vis-à-vis de ρ , Q , Γ , ω_0 et Target est la même que celle de X vis-à-vis de ρ , Q , Γ , ω_0 et Target. Par conséquent, étudions la monotonie de X . On peut réécrire X comme dans l'équation (C.3).

$$X = \frac{\rho}{32(\rho^2 + 2\Gamma \cdot \text{Target})} \cdot \left(\frac{\rho\Gamma}{\omega_0^2 \cdot \text{Target}} - \frac{8\rho}{Q^2} - \frac{8\Gamma}{Q\omega_0} \right) \quad (C.3)$$

D'après (C.3), on montre sans calcul que X est une fonction croissante de Q et décroissante de Target. Ensuite, on calcule la dérivée partielle de X par rapport à Γ , ce qui donne l'équation (C.4).

$$\frac{\partial X}{\partial \Gamma} = \frac{\rho^2}{32(\rho^2 + 2 \cdot \text{Target} \cdot \Gamma)^2} \cdot \left(\frac{\rho}{\omega_0 \cdot \sqrt{\text{Target}}} - \frac{4 \cdot \sqrt{\text{Target}}}{Q} \right)^2 \quad (C.4)$$

En remarquant que $\frac{\partial X}{\partial \Gamma} \geq 0$, X est une fonction croissante de Γ . Ensuite, on calcule la dérivée partielle de X par rapport à ω_0 , ce qui donne les équations (C.5) et (C.6).

$$\frac{\partial X}{\partial \omega_0} = \frac{\rho}{32(\rho^2 + 2\Gamma \cdot \text{Target})} \cdot \left(\frac{-2\rho\Gamma}{\text{Target} \cdot \omega_0^3} + \frac{8\Gamma}{Q\omega_0^2} \right) \quad (C.5)$$

$$\frac{\partial X}{\partial \omega_0} = \frac{\rho}{32(\rho^2 + 2\Gamma \cdot \text{Target})} \cdot \left(\frac{-8\Gamma}{Q\omega_0^2 \text{Target}} \right) \left((\text{NPD} - \text{Target}) + \text{NPD} + \frac{\rho Q}{4\omega_0} \frac{\rho\omega_0}{\rho\omega_0 + \Gamma Q} \right) \quad (\text{C.6})$$

D'après (C.6), comme $\text{Target} \leq \text{NPD}$, il vient que $\frac{\partial X}{\partial \omega_0} \geq 0$ et donc que X est une fonction croissante de ω_0 . Enfin, on calcule la dérivée partielle de X par rapport à ρ , ce qui conduit à l'équation (C.7).

$$\frac{\partial X}{\partial \rho} = \frac{8\Gamma}{32Q\omega_0(\rho^2 + 2\Gamma \cdot \text{Target})^2} \cdot (A_3\rho^2 + B_3\rho + C_3) \quad (\text{C.7})$$

avec

$$\begin{cases} A_4 &= 1 \\ B_4 &= \left(\frac{\Gamma Q}{2\omega_0} - \frac{4\omega_0 \cdot \text{Target}}{Q} \right) \\ C_4 &= -2\Gamma \cdot \text{Target} \end{cases}$$

Le discriminant du polynôme donné en (C.7) est donné par l'équation (C.8).

$$B_4^2 - 4A_4C_4 = \frac{\Gamma^2 Q^2}{4\omega_0^2} + \frac{16\omega_0^2 \cdot \text{Target}^2}{Q^2} + 4\Gamma \cdot \text{Target} \quad (\text{C.8})$$

Comme $B_4^2 - 4A_4C_4 > 0$, alors le polynôme de (C.7) admet deux solutions réelles, dont la plus grande des deux, que l'on note ρ_2 , s'écrit comme dans l'équation (C.9).

$$\rho_2 = \frac{2\omega_0 \cdot \text{Target}}{Q} - \frac{\Gamma Q}{4\omega_0} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\Gamma^2 Q^2}{4\omega_0^2} + 4\Gamma \cdot \text{Target} + \frac{16\omega_0^2 \cdot \text{Target}^2}{Q^2}} \quad (\text{C.9})$$

Sachant que $A_4 > 0$, on a l'implication suivante : $\rho \geq \rho_2 \Rightarrow A_4\rho^2 + B_4\rho + C_4 \geq 0$. Montrer que $\frac{\partial X}{\partial \rho} \geq 0$ revient donc à montrer que $\rho \geq \rho_2$. Pour cela, on peut remarquer, dans (C.10), que l'hypothèse selon laquelle $\text{Target} \leq \text{NPD}$ implique l'existence d'un ρ minimal.

$$\text{Target} \leq \text{NPD} \Leftrightarrow \rho \geq \rho_{\min} \quad (\text{C.10})$$

avec

$$\rho_{\min} = \frac{8\omega_0\Gamma Q \cdot \text{Target}}{\Gamma Q^2 - 8\omega_0^2 \cdot \text{Target}}$$

Ainsi, montrer que $\frac{\partial X}{\partial \rho} \geq 0$ revient à montrer que $\rho_2 \leq \rho_{\min}$. Pour cela, on note (H) $\Leftrightarrow \rho_2 \leq \rho_{\min}$ dans les équations (C.11), (C.12) et (C.13).

$$(H) \Leftrightarrow \sqrt{\frac{\Gamma^2 Q^2}{4\omega_0^2} + 4\Gamma \cdot \text{Target} + \frac{16\omega_0^2 \cdot \text{Target}^2}{Q^2}} \leq \frac{16\omega_0\Gamma Q \cdot \text{Target}}{\Gamma Q^2 - 8\omega_0^2 \cdot \text{Target}} + \frac{\Gamma Q}{2\omega_0} - \frac{4\omega_0 \cdot \text{Target}}{Q} \quad (\text{C.11})$$

$$(H) \Leftrightarrow \begin{cases} \frac{\Gamma^2 Q^2}{4\omega_0^2} + 4\Gamma \cdot \text{Target} + \frac{16\omega_0^2 \cdot \text{Target}^2}{Q^2} \leq \left(\frac{16\omega_0\Gamma Q \cdot \text{Target}}{\Gamma Q^2 - 8\omega_0^2 \cdot \text{Target}} + \frac{\Gamma Q}{2\omega_0} - \frac{4\omega_0 \cdot \text{Target}}{Q} \right)^2 \\ 0 \leq \frac{16\omega_0\Gamma Q \cdot \text{Target}}{\Gamma Q^2 - 8\omega_0^2 \cdot \text{Target}} + \frac{\Gamma Q}{2\omega_0} - \frac{4\omega_0 \cdot \text{Target}}{Q} \end{cases} \quad (\text{C.12})$$

$$(H) \Leftrightarrow \begin{cases} 0 \leq 32\omega_0^2 Q^2 \Gamma \cdot \text{Target} + (\Gamma Q^2 - 8\omega_0^2 \cdot \text{Target})^2 \\ 0 \leq 16\omega_0^2 \Gamma Q^2 \cdot \text{Target} + \Gamma^2 Q^4 + 64\omega_0^4 \cdot \text{Target}^2 \end{cases} \quad (\text{C.13})$$

D'après (C.13), la proposition (H) est nécessairement vraie. Donc $\frac{\partial X}{\partial \rho} \geq 0$. Donc X est une fonction croissante de ρ .

Enfin, étudions la monotonie de V. Tout d'abord, on peut réécrire V comme dans l'équation (C.14).

$$V(Y) = -\sqrt{1+Y} + \sqrt{Y} \quad (\text{C.14})$$

avec

$$Y = \rho \left(\frac{\rho Q^2 \Gamma - 8\omega_0(\rho\omega_0 + \Gamma Q) \cdot \text{Target}}{32Q^2\omega_0^2(\rho^2 + 2\Gamma \cdot \text{Target}) \cdot \text{Target}} \right)$$

En calculant la dérivée partielle de V par rapport à Y, on aboutit à l'équation (C.15).

$$\frac{\partial V}{\partial Y} = \frac{-1}{2\sqrt{1+Y}} + \frac{1}{2\sqrt{Y}} \quad (\text{C.15})$$

D'après (C.15), V est une fonction croissante de Y, donc la monotonie de V vis-à-vis de ρ , Q, Γ , ω_0 et Target est la même que celle de Y vis-à-vis de ρ , Q, Γ , ω_0 et Target. Par conséquent, étudions la monotonie de Y. On peut réécrire Y comme dans l'équation (C.16).

$$Y = \frac{\Gamma}{32\omega_0^2 \cdot \text{Target}} - \frac{\Gamma}{4Q\omega_0\rho} - \frac{1}{4Q^2} \quad (\text{C.16})$$

D'après (C.16), on montre sans calcul que Y est une fonction croissante de ρ et de Q, et une fonction décroissante de Target. Ensuite, on calcule la dérivée partielle de Y par rapport à Γ , ce qui donne l'équation (C.17).

$$\frac{\partial Y}{\partial \Gamma} = \frac{1}{\omega_0 Q \rho \cdot \text{Target}} \left((\text{NPD} - \text{Target}) + \text{NPD} \cdot \frac{\rho\omega_0}{\Gamma Q} \right) \quad (\text{C.17})$$

Sachant que $\text{NPD} - \text{Target} \geq 0$, alors, d'après (C.17), $\frac{\partial Y}{\partial \Gamma} \geq 0$. Donc Y est une fonction croissante de Γ . Ensuite, on calcule la dérivée partielle de Y par rapport à ω_0 , ce qui donne l'équation (C.18).

$$\frac{\partial Y}{\partial \omega_0} = \frac{-\Gamma}{4\omega_0^2 Q \rho \cdot \text{Target}} \left(2 \cdot \text{NPD} \frac{\rho\omega_0}{\Gamma Q} + \text{NPD} + (\text{NPD} - \text{Target}) \right) \quad (\text{C.18})$$

Sachant que $\text{NPD} - \text{Target} \geq 0$, alors, d'après (C.18), $\frac{\partial Y}{\partial \Gamma} \leq 0$. Donc Y est une fonction décroissante de ω_0 .

Ainsi, le développement précédent permet de montrer que $\Delta f_h^{\text{RC-R}}/f_0$ est une fonction croissante de ρ , Q, Γ , et une fonction décroissante de ω_0 et Target.

Par ailleurs, on peut noter que $\Delta f_h^{\text{RC-R}}/f_0$ est bornée par rapport à ρ et Q, et non bornée par rapport à Γ , ω_0 et Target. Pour retrouver ce résultat, on peut montrer que la limite de $\Delta f_h^{\text{RC-R}}/f_0$, quand ρ et Q tendent vers l'infini, est une constante par rapport à ρ et Q, et que $\Delta f_h^{\text{RC-R}}/f_0$ tend vers l'infini quand Γ tend vers l'infini, quand ω_0 tend vers zéro et quand Target tend vers zéro.

Annexe D : Montage de la masse mobile et des ressorts sur le prototype n°1

Dans cette annexe, on propose de détailler les étapes à suivre pour insérer la masse mobile dans la partie fixe du prototype et encastrer les ressorts. Ces étapes sont illustrées en Figure D.1.

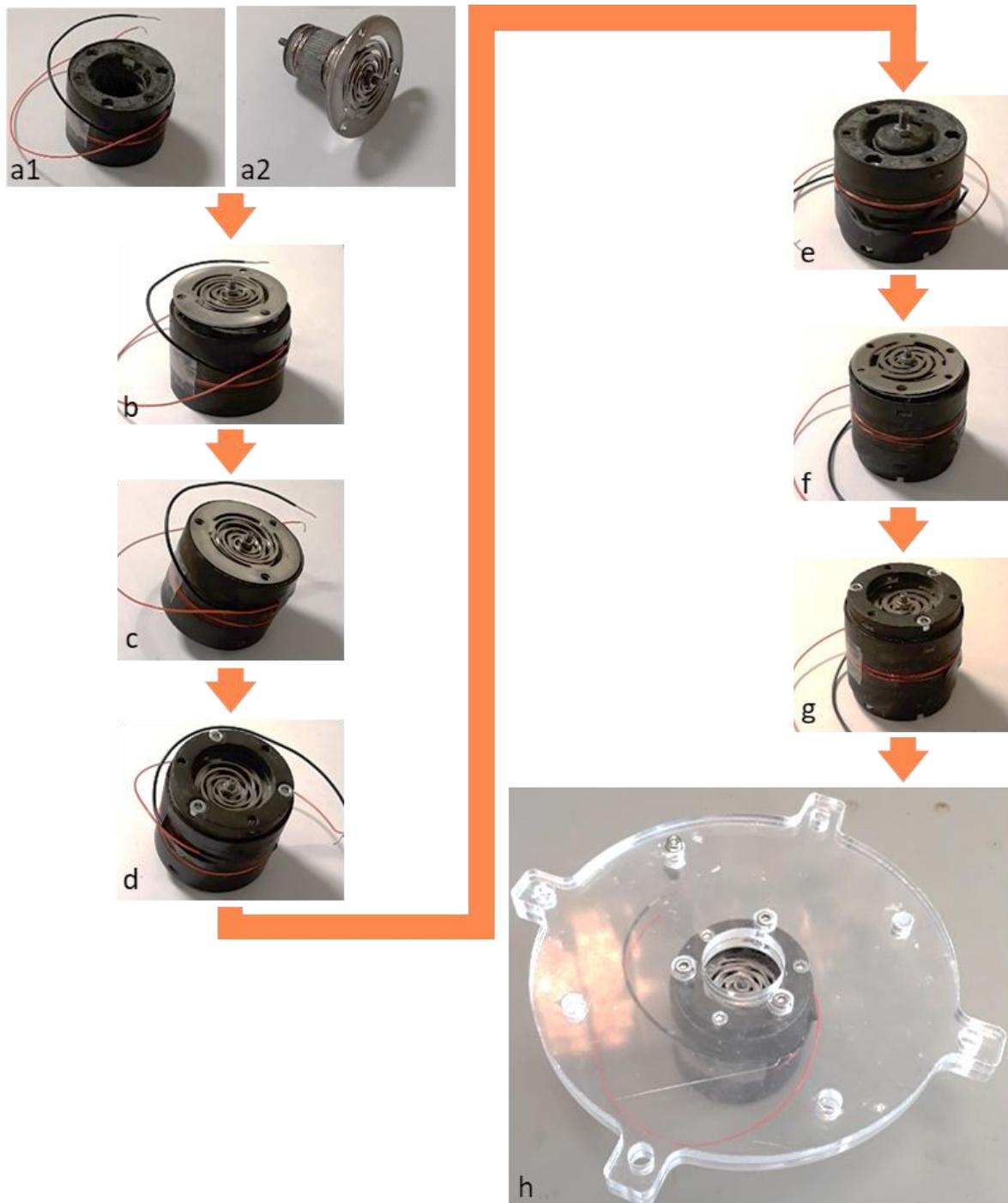


Figure D.1 – Tutoriel d'assemblage du prototype n°1.

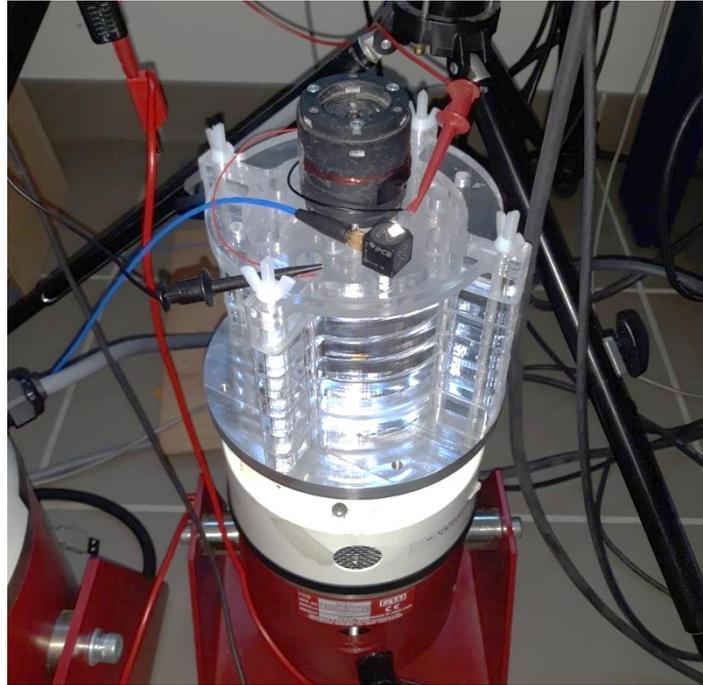


Figure D.2 – Photo du montage du prototype sur le pot vibrant.

A la première étape, l'ensemble constitué de la bobine, des tôles ferromagnétiques de la partie fixe et des supports inférieurs d'encastrement est formé (Figure D.1 (a1)). Avec un écrou, on fixe une première paire de ressorts d'un côté de la masse mobile (Figure D.1 (a2)). Ensuite, dans la partie fixe du récupérateur, on insère la masse mobile qui se positionne sur première une position d'équilibre et se colle contre l'intérieur de la paroi (Figure D.1 (b)). En enfonçant la masse mobile un peu plus loin dans le dispositif, celle-ci rencontre la seconde position d'équilibre, ce qui a pour effet de plaquer la première paire de ressorts contre le support inférieur d'encastrement et de faire dépasser la masse mobile de l'autre côté (Figure D.1 (c)). Ensuite, on fixe la première paire de ressorts via le support supérieur d'encastrement et trois vis courtes (Figure D.1 (d)). En retournant le dispositif, la masse mobile dépasse légèrement (Figure D.1 (e)), ce qui permet de fixer la seconde paire de ressorts bien au centre sur la masse mobile à l'aide d'un écrou (Figure D.1 f). Ensuite, on renforce la masse mobile à l'intérieur du dispositif et on fixe la seconde paire de ressorts via le second support supérieur d'encastrement et trois vis courtes (Figure D.1 (g)). A ce stade, il ne doit exister qu'une seule position d'équilibre. Enfin, il est possible de fixer le prototype au support du pot vibrant en vissant des vis de fixations dans les trous prévus à cet effet (Figure D.1 (h)).

Annexe E : Modélisation d'un transducteur électromagnétique de type Aimant-Fer faisant appel à l'analogie « gyrateur-condensateur »

Dans cette annexe, on propose de retrouver les équations d'un récupérateur basé sur un transducteur électromagnétique de type Aimant-Fer en faisant appel à l'analogie « gyrateur-condensateur ». Après linéarisation du modèle, ce travail permettra de montrer que le modèle linéaire utilisé dans cette thèse (voir Chapitre II), pour décrire le comportement des récupérateurs d'énergie vibratoire à conversion électromagnétique, convient aux transducteurs de type Aimant-Fer (aussi bien qu'aux transducteurs de type Bobine-Aimant). On remarquera également que la linéarisation du modèle rend l'analogie « gyrateur-condensateur » équivalente à l'analogie de Hopkinson, justifiant ainsi son emploi en section II.1.

Le transducteur étudié dans cette annexe consiste en un circuit magnétique de section S , constitué d'un aimant, d'une bobine enroulant le circuit, et de plusieurs pièces en matériau ferromagnétique doux agencés comme sur le schéma de la Figure E.1, en notant $y(t) = \iint a(t)dt^2$ le déplacement du bâti soumis à la vibration.

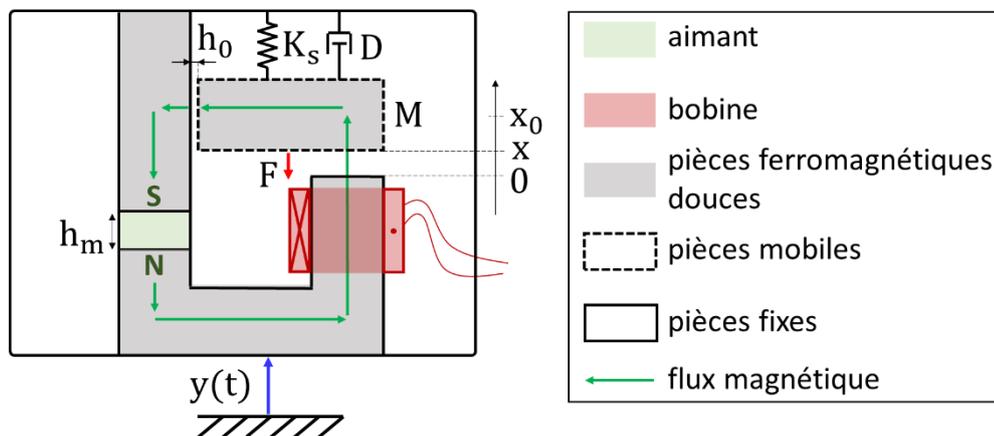


Figure E.1 – Schéma du transducteur électromagnétique étudié (de type Aimant-Fer).

L'une des pièces ferromagnétiques est mobile par rapport au reste du circuit fixé au bâti vibrant. Cette partie mobile se déplace verticalement en laissant un espacement constant avec l'une des extrémités du guide ferromagnétique, créant un entrefer fixe de hauteur h_0 . L'espacement avec l'autre extrémité du guide varie avec la position du mobile et constitue donc un entrefer variable de hauteur x . La variable temporelle x désigne ainsi à la fois l'entrefer variable du circuit magnétique et la position de la partie mobile par rapport au bâti vibrant.

On note M la masse de la partie ferromagnétique mobile. Celle-ci est reliée au bâti vibrant via un ressort modélisé par une raideur linéaire K_s dont la force de rappel s'annule en

$x = x_0$. Les phénomènes dissipatifs survenant lorsque la masse mobile se déplace sont quant à eux modélisés par un amortissement visqueux D en parallèle du ressort. Enfin, la rétroaction du circuit magnétique sur la masse mobile est représentée par une force F appliquée sur la masse mobile et dirigée en sens inverse de l'axe x , comme indiqué sur le schéma de la Figure E.1.

Les éléments ferromagnétiques sont choisis de sorte qu'il n'y ait pas de saturation magnétique dans le circuit, ni d'hystérésis magnétique, et la perméabilité magnétique de l'air constituant les entrefers du circuit est supposée négligeable par rapport à la perméabilité du matériau composant le guide ferromagnétique. On suppose de plus que le flux magnétique est entièrement confiné dans le circuit (absence de flux de fuite). Enfin, les courants de Foucault ne sont pas pris en compte dans cette étude.

Par un bilan des forces appliquées sur la masse mobile, l'équation mécanique s'écrit comme dans l'équation (E.1), où a correspond à l'accélération vibratoire du bâti.

$$M\ddot{x} + D\dot{x} + K_s(x - x_0) + F = -Ma \quad (\text{E.1})$$

Pour rendre compte du comportement dynamique du circuit magnétique, on s'appuie non pas sur l'analogie de Hopkinson comme c'est le cas en section II.1, mais sur l'analogie « gyrateur-condensateur » définie dans [84]. Cette seconde analogie convient en effet mieux que la première pour modéliser les circuits magnétiques dans les problèmes faisant intervenir un flux magnétique variable au cours du temps.

L'analogie « gyrateur-condensateur » consiste à définir un schéma électrique équivalent au circuit magnétique en considérant les équivalences suivantes :

- les forces magnétomotrices dans le circuit magnétique sont analogues à des tensions dans le schéma électrique équivalent ;
- la dérivée temporelle du flux magnétique dans le circuit magnétique est analogue à un courant dans le schéma électrique équivalent ;
- le flux magnétique est l'analogue de la charge électrique ;
- la perméance (inverse de la réluctance) d'un entrefer dans le circuit magnétique est l'analogue de la capacité d'un condensateur dans le schéma électrique équivalent ;
- une bobine de N tours enroulant le circuit magnétique est analogue à un gyrateur de rapport N couplant les variables du circuit magnétique (force magnétomotrice et dérivée temporelle du flux magnétique) aux variables du circuit électrique dont la bobine fait partie (tension aux bornes de la bobine et courant la traversant).

Appliqué au circuit magnétique décrit par le schéma de la Figure E.1, l'analogie « gyrateur-condensateur » permet de définir un schéma électrique équivalent qui consiste en une boucle de courant $d\varphi/dt$ comportant les éléments suivants en série :

- un condensateur de capacité \mathcal{P} variable (correspondant à la perméance de l'entrefer variable) dont on note \mathcal{M} la tension à ses bornes ;
- un condensateur de capacité \mathcal{P}_0 fixe (correspondant à la perméance de l'entrefer fixe) ;

- une source de tension \mathcal{M}_m constante (correspondant à la force magnétomotrice de l'aimant) en série avec un condensateur de capacité \mathcal{P}_m (correspondant à la perméance de l'aimant) ;
- un gyrateur de rapport N reliant les variables du circuit magnétique aux variables du circuit électrique correspondant à la bobine de résistance R_c .

Ainsi, le circuit magnétique présenté sur le schéma de la Figure E.1, associé avec le circuit électrique de la bobine, peut être représenté par le schéma électrique équivalent suivant de la Figure E.2.

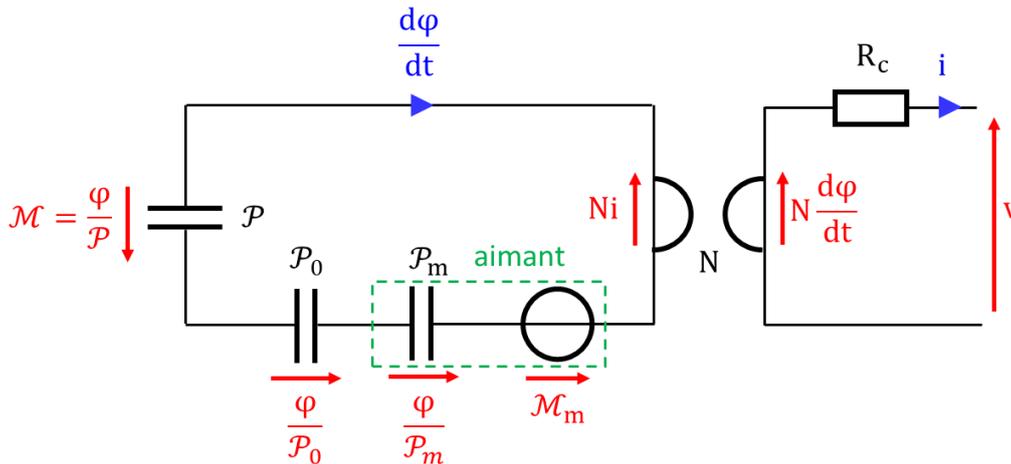


Figure E.2 – Schéma électrique équivalent au circuit magnétique du transducteur électromagnétique étudié, d'après l'analogie « gyrateur-condensateur », associé avec le schéma électrique de la bobine.

Les paramètres du modèle du circuit magnétique d'après l'analogie « gyrateur-condensateur » sont donnés dans le Tableau E.1.

Tableau E.1 – Définition des paramètres du modèle décrivant le transducteur électromagnétique étudié, d'après l'analogie « gyrateur-condensateur ».

Paramètre du modèle décrivant le circuit magnétique	Expression
Perméance de l'entrefer variable de longueur x	$\mathcal{P} = \frac{\mu_0 S}{x}$
Perméance de l'entrefer fixe de hauteur h_0	$\mathcal{P}_0 = \frac{\mu_0 S}{h_0}$
Perméance de l'entrefer fixe de longueur h_m (aimant)	$\mathcal{P}_m = \frac{\mu_0 S}{h_m}$
Force électromotrice de l'aimant	$\mathcal{M}_m = \frac{B_r h_m}{\mu_0}$

La force magnétomotrice aux bornes d'un entrefer s'écrit comme le rapport entre le flux magnétique φ accumulé dans l'entrefer et la perméance de l'entrefer. Pour l'entrefer variable de longueur x , on a ainsi l'équation (E.2).

$$\mathcal{M} = \frac{\varphi}{\mathcal{P}} \quad (\text{E.2})$$

Par analogie avec la loi de conservation de la charge électrique dans un circuit isolé, le flux magnétique φ est identique dans chaque entrefer. Par la loi des mailles, on peut donc poser l'équation (E.3).

$$\frac{\varphi}{\mathcal{P}} + \frac{\varphi}{\mathcal{P}_0} + \frac{\varphi}{\mathcal{P}_m} + \mathcal{M}_m + Ni = 0 \quad (\text{E.3})$$

En utilisant les définitions du Tableau E.1, on peut donc déduire, de l'équation (E.3), l'expression (E.4) du flux magnétique Φ dans le circuit magnétique.

$$\varphi = -\mu_0 S \left(\frac{\frac{B_r h_m}{\mu_0} + Ni}{x + h_0 + h_m} \right) \quad (\text{E.4})$$

D'après l'équation (E.4), la dérivée temporelle du flux magnétique est donnée par l'équation (E.5).

$$\frac{d\varphi}{dt} = -\mu_0 S \left(\frac{N \frac{di}{dt} (x + h_0 + h_m) - \dot{x} \left(\frac{B_r h_m}{\mu_0} + Ni \right)}{(x + h_0 + h_m)^2} \right) \quad (\text{E.5})$$

Ensuite, d'après la loi des mailles dans le circuit électrique de la bobine, l'équation électrique peut s'écrire comme dans (E.6) où v et i désignent respectivement la tension et le courant de sortie du récupérateur.

$$v = N \frac{d\varphi}{dt} - R_c i \quad (\text{E.6})$$

Ainsi, en combinant les équations (E.5) et (E.6), l'équation électrique peut être réécrite comme dans (E.7).

$$v = \frac{SNB_r h_m}{(x + h_0 + h_m)^2} \dot{x} + \frac{\mu_0 SN^2}{(x + h_0 + h_m)^2} i \dot{x} - \frac{\mu_0 SN^2}{(x + h_0 + h_m)} \frac{di}{dt} - R_c i \quad (\text{E.7})$$

La dernière étape de la mise en équation du système consiste à réexprimer la force F correspondant à la rétroaction du circuit magnétique sur la partie mécanique du système. Pour cela, en s'inspirant de la démarche menée dans [85], on propose de s'appuyer sur le fait que la puissance extraite du circuit mécanique est égale à la puissance injectée dans le circuit magnétique au niveau de l'entrefer variable.

Par définition, la puissance mécanique instantanée $P_{\text{méca}}$ correspondant à l'action de la force F sur la partie mécanique du système est donnée par l'équation (E.8).

$$P_{\text{méca}} = F \frac{dx}{dt} \quad (\text{E.8})$$

La puissance magnétique instantanée P_{mag} , correspondant à la variation de la force magnétomotrice \mathcal{M} induite par le déplacement de la masse mobile, s'écrit quant à elle d'après l'équation (E.9).

$$P_{\text{mag}} = \mathcal{M} \frac{d\varphi}{dt} \quad (\text{E.9})$$

Ainsi, par conservation de la puissance pendant le transfert du circuit mécanique au circuit magnétique, il vient l'égalité (E.10).

$$F \frac{dx}{dt} = \mathcal{M} \frac{d\varphi}{dt} \quad (\text{E.10})$$

En intégrant les deux membres de l'égalité par rapport au temps, en remplaçant \mathcal{M} par son expression (E.2) et en exploitant la définition de la première ligne du Tableau E.1, l'équation (E.10) peut être réécrite sous la forme (E.11).

$$\int F dx = \frac{\varphi^2 x}{2\mu_0 S} \quad (\text{E.11})$$

En dérivant les deux membres par rapport à la variable x , une expression de la force F est alors donnée par l'équation (E.12).

$$F = \frac{\varphi^2}{2\mu_0 S} \quad (\text{E.12})$$

Ainsi, en injectant l'expression (E.4) dans (E.12), on obtient l'expression (E.13) correspondant à la force F en fonction du déplacement relatif x et du courant de sortie i .

$$F = \frac{SB_r^2 h_m^2}{2\mu_0 (x + h_0 + h_m)^2} + \frac{B_r h_m SN}{(x + h_0 + h_m)^2} i + \frac{\mu_0 SN^2}{2(x + h_0 + h_m)^2} i^2 \quad (\text{E.13})$$

En combinant les équations (E.1), (E.7) et (E.13), le comportement dynamique de la topologie Aimant-Fer d'après l'analogie « gyrateur-condensateur » peut donc être décrit par le système électromécanique non-linéaire (E.14).

$$\begin{cases} M \frac{d^2x}{dt^2} + D \frac{dx}{dt} + K_s(x - x_0) + F_{\text{mag}}(x) + \beta(x)i + \frac{1}{2}\psi(x)i^2 = -Ma \\ v = \beta(x) \frac{dx}{dt} + \psi(x) \frac{dx}{dt} i - L_c(x) \frac{di}{dt} - R_c i \end{cases} \quad (\text{E.14})$$

avec

$$F_{\text{mag}}(x) = \frac{SB_r^2 h_m^2}{2\mu_0 (x + h_0 + h_m)^2}$$

$$L_c(x) = \frac{\mu_0 SN^2}{x + h_0 + h_m}$$

$$\beta(x) = \frac{SNB_r h_m}{(x + h_m + h_0)^2}$$

$$\psi(x) = \frac{\mu_0 SN^2}{(x + h_m + h_0)^2}$$

Cette écriture du système fait apparaître un terme $F_{\text{mag}}(x)$ dans l'équation mécanique. Cette force correspond à l'attraction magnétique de la partie fixe sur la partie mobile du transducteur quand $dx/dt = 0$ et $i = 0$. Elle est d'autant plus intense que la partie mobile est proche de la partie fixe, ce qui semble intuitivement cohérent avec la disposition du transducteur. Ensuite, en dérivant par rapport à x l'expression du flux magnétique (E.4), on peut remarquer que la fonction $\beta(x)$ impliquée dans le système (E.14) coïncide avec la dérivée par rapport à x du flux magnétique capté par la bobine. Cette fonction couple les deux

équations du système (E.14) de la même façon que le faisait le coefficient de transduction β dans les équations (II.9) et (II.10) du modèle linéaire décrit au Chapitre II. La fonction $L_c(x)$ impliquée dans l'équation électrique du système (E.14) est quant à elle liée au phénomène d'auto-induction résultant de l'enroulement du circuit électrique autour du guide ferromagnétique. Enfin, l'écriture du système (E.14) révèle l'existence d'une nouvelle fonction, notée $\psi(x)$, qui intervient dans les deux équations du système. Cette fonction contribue en ce sens au couplage entre la partie mécanique et électrique du transducteur, au même titre que $\beta(x)$ mais de façon différente. En dérivant $L_c(x)$ par rapport à x , on peut remarquer que la fonction $\psi(x)$ est égale à l'opposé de la dérivée de $L_c(x)$ par rapport à x . Ainsi, outre sa non-linéarité, la principale nouveauté apportée par le modèle décrit dans cette annexe par rapport au modèle linéaire du Chapitre II est le fait que l'inductance varie avec le déplacement relatif x , faisant apparaître un nouveau terme de couplage non-linéaire.

En supposant l'existence d'une position d'équilibre stable $x_{eq} > 0$, il est possible de linéariser les équations du nouveau modèle autour de ce point de fonctionnement, avec l'aide du théorème de Taylor et en négligeant les termes d'ordre supérieur à 1. Ce développement conduit au système linéarisé (E.15).

$$\begin{cases} M \frac{d^2x}{dt^2} + D \frac{dx}{dt} + (K_s + K_{mag}^{eq})(x - x^{eq}) + \beta^{eq}i = -Ma \\ v = \beta^{eq} \frac{dx}{dt} - L_c^{eq} \frac{di}{dt} - R_c i \end{cases} \quad (E.15)$$

avec

$$K_{mag}^{eq} = \left. \frac{\partial F_{mag}}{\partial x} \right|_{x=x_{eq}} = \frac{-SB_r^2 h_m^2}{\mu_0 (x_{eq} + h_0 + h_m)^3}$$

$$\beta^{eq} = \beta(x^{eq}) = \frac{SNB_r h_m}{(x_{eq} + h_m + h_0)^2}$$

$$L_c^{eq} = L_c(x^{eq}) = \frac{\mu_0 SN^2}{x_{eq} + h_0 + h_m}$$

On peut ainsi remarquer que le modèle linéarisé du transducteur de type Aimant-Fer étudié dans cette annexe est identique au modèle présenté au Chapitre II de cette thèse (à un changement de variable près pour x , et en posant $K = K_s + K_{mag}^{eq}$).

En adaptant les notations, on peut également remarquer que l'expression du coefficient de transduction β^{eq} trouvée dans cette annexe (et qui fait donc appel à l'analogie « gyrateur-condensateur ») est analogue à l'expression (II.8) de la dérivée du flux magnétique par rapport à l'entrefer, donnée à la section II.1.3 et dérivant de l'analogie de Hopkinson (cette dernière expression devant être multipliée par le nombre de spires N pour traduire la dérivée du flux magnétique capté par la bobine). Ceci justifie ainsi le recours à l'analogie de Hopkinson en section II.1.3.

Annexe F : Détermination des incertitudes de mesures

Cette annexe est destinée à donner quelques informations concernant les incertitudes de mesure pour la puissance moyenne récupérée sur le prototype n°1.

D'après (III.1), le calcul de la puissance moyenne repose sur une mesure de la tension aux bornes de la bobine, et sur la lecture d'une valeur de résistance sur la boîte à décades résistive utilisée pour la variation de la charge résistive.

D'après les informations fournies par le fabricant de la boîte à décades résistive, l'incertitude relative associée à la valeur de résistance vaut $\Delta R/R = 1\%$. L'incertitude absolue associée à la mesure de tension vaut quant à elle $\Delta v = 62\text{ mV}$ compte-tenu des paramètres de mesure réglés sur le logiciel associé à la carte DataPhysics Abacus 901. En appliquant les formules de propagation des incertitudes, on obtient l'expression (F.1) de l'incertitude relative associée à la puissance moyenne récupérée sur le prototype n°1.

$$\frac{\Delta P}{P} = \sqrt{2 \left(\frac{\Delta v}{v} \right)^2 + \left(\frac{\Delta R}{R} \right)^2} \quad (\text{F.1})$$

L'incertitude relative $\Delta P/P$ associée à la puissance est variable en fonction de la tension v mesurée sur le prototype. Pour visualiser l'erreur commise dans le cas de la variation de charge résistive réalisée sur le prototype n°1 pour $a = 2\text{ m/s}^2$ (voir Figure III.18), la Figure F.1 (a) représente l'incertitude absolue pour chaque fréquence, superposée au tracé de l'enveloppe de puissance moyenne récupérée. La charge résistive et la tension correspondant à cette enveloppe sont représentées en Figure F.1 (b) et (c) respectivement.

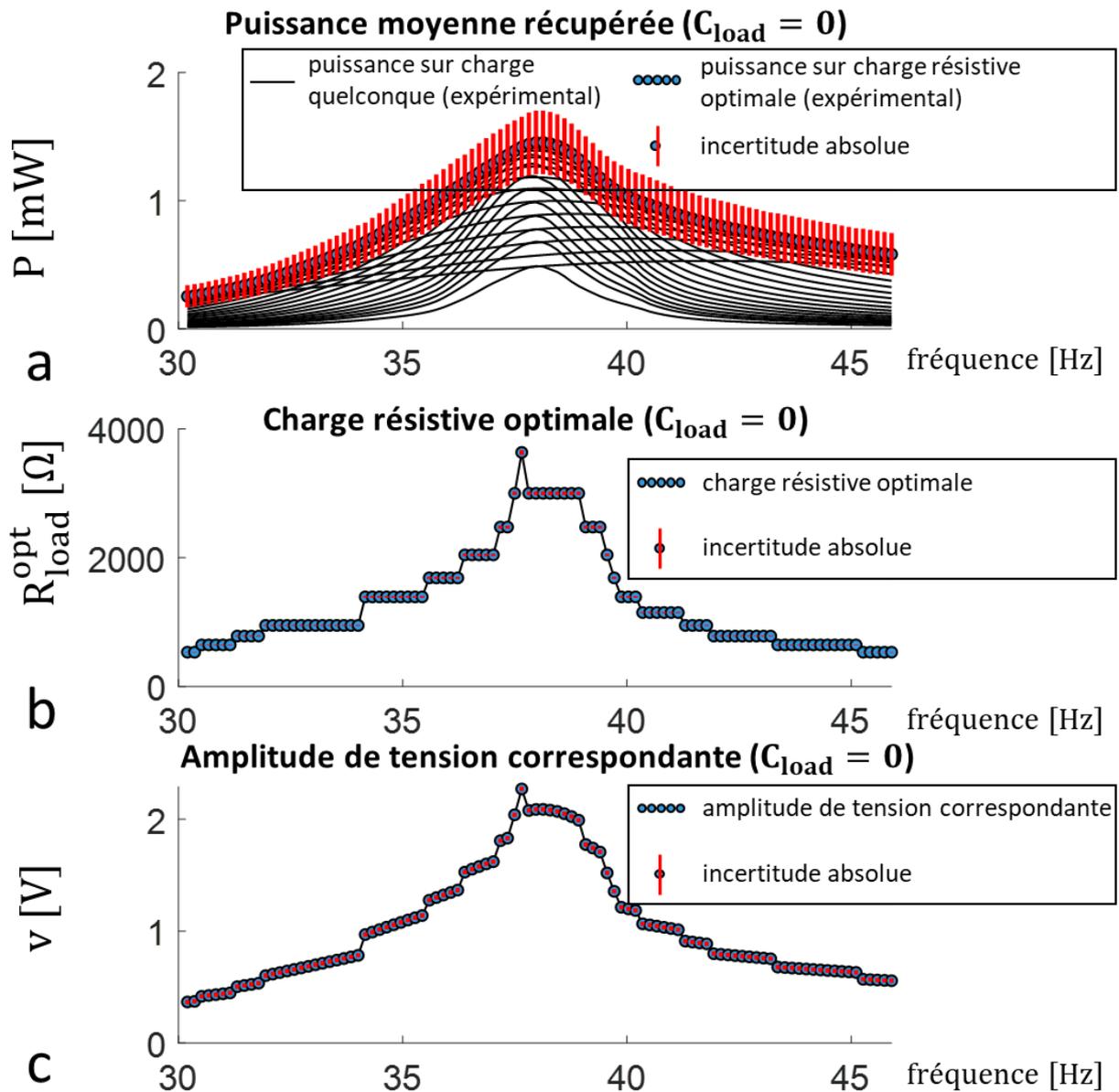


Figure F.1 – Puissance moyenne récupérée sur le prototype n°1 pour $|a| = 2 \text{ m/s}^2$ en effectuant une variation de charge résistive de 300Ω à 30000Ω , superposée à l'incertitude absolue correspondante (a). Charge résistive (b) et tension (c) correspondant à l'enveloppe de puissance moyenne, superposée à l'incertitude absolue correspondant respectivement.

Au niveau du pic de puissance, on peut lire que l'incertitude relative sur la puissance moyenne vaut environ 25 %. Cette valeur pourrait être abaissée en modifiant le réglage des paramètres de mesure de la carte DataPhysics Abacus 901. On estime toutefois que ce niveau d'incertitude ne remet pas en cause la validité des résultats expérimentaux.

Références

- [1] « Objets Intelligents | IoT Journey ». Consulté le: 12 janvier 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://iotjourney.orange.com/fr-FR/explorer/les-solutions-iot/objets-intelligents>
- [2] S. Boisseau, « Autonomie des Systèmes: Récupération d'énergie, Gestion d'énergie et Electronique basse consommation ».
- [3] G. Despesse, « Étude des phénomènes physiques utilisables pour alimenter en énergie électrique des micros-systèmes communicants », These de doctorat, Grenoble INPG, 2005. Consulté le: 10 février 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.theses.fr/2005INPG0045>
- [4] S. D. G. S. P. Gunawardane, C. Gunarathne, et Y.-H. Lee, « Geometric optimization of an L shaped vibration energy harvester for a bridge structure », in *2020 IEEE Asia-Pacific Conference on Computer Science and Data Engineering (CSDE)*, déc. 2020, p. 1-5. doi: 10.1109/CSDE50874.2020.9411592.
- [5] S. Roundy, P. K. Wright, et J. Rabaey, « A study of low level vibrations as a power source for wireless sensor nodes », *Comput. Commun.*, vol. 26, n° 11, p. 1131-1144, juill. 2003, doi: 10.1016/S0140-3664(02)00248-7.
- [6] Y. Liu, S. Du, C. Micallef, Y. Jia, Y. Shi, et D. J. Hughes, « Optimisation and Management of Energy Generated by a Multifunctional MFC-Integrated Composite Chassis for Rail Vehicles », *Energies*, vol. 13, n° 11, Art. n° 11, janv. 2020, doi: 10.3390/en13112720.
- [7] « Industrial monitoring systems | Self-powered IoT systems from ReVibe », Revibe Energy. Consulté le: 10 février 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://revibeenergy.com/>
- [8] « Intelligent asset management | Hitachi Rail ». Consulté le: 10 février 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.hitachirail.com/products-and-solutions/operation-service-and-maintenance/intelligent-asset-management/>
- [9] « ReVibeEnergy ModelQ Datasheet ». Consulté le: 10 février 2023. [En ligne]. Disponible sur: https://revibeenergy.com/wp-content/uploads/2020/03/ReVibeEnergy_modelQ_datasheet.pdf
- [10] S. Nair, « Network Rail turns to Hitachi Rail for digital sensors », Railway Technology. Consulté le: 10 février 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.railway-technology.com/news/network-rail-hitachi-rail/>
- [11] W. Hou, Y. Zheng, W. Guo, et G. Pengcheng, « Piezoelectric vibration energy harvesting for rail transit bridge with steel-spring floating slab track system », *J. Clean. Prod.*, vol. 291, p. 125283, avr. 2021, doi: 10.1016/j.jclepro.2020.125283.
- [12] S. Bradai, G. Bouattour, D. El Houssaini, et O. Kanoun, « Vibration Converter with Passive Energy Management for Battery-Less Wireless Sensor Nodes in Predictive Maintenance », *Energies*, vol. 15, n° 6, Art. n° 6, janv. 2022, doi: 10.3390/en15061982.
- [13] C. R. Bowen et M. H. Arafa, « Energy Harvesting Technologies for Tire Pressure Monitoring Systems », *Adv. Energy Mater.*, vol. 5, n° 7, p. 1401787, 2015, doi: 10.1002/aenm.201401787.
- [14] D.-X. Cao, X.-J. Duan, X.-Y. Guo, et S.-K. Lai, « Design and performance enhancement of a force-amplified piezoelectric stack energy harvester under pressure fluctuations in hydraulic pipeline systems », *Sens. Actuators Phys.*, vol. 309, p. 112031, juill. 2020, doi: 10.1016/j.sna.2020.112031.
- [15] S. Kahrobaee et M. C. Vuran, « Vibration energy harvesting for wireless underground sensor networks », in *2013 IEEE International Conference on Communications (ICC)*, juin 2013, p. 1543-1548. doi: 10.1109/ICC.2013.6654733.
- [16] J. Shearwood *et al.*, « C-Band Telemetry of Insect Pollinators Using a Miniature Transmitter and a Self-Piloted Drone », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 69, n° 1, p. 938-946, janv. 2021, doi: 10.1109/TMTT.2020.3034323.
- [17] D. Gibus, « Conception de dispositifs piézoélectriques fortement couplés pour la récupération d'énergie vibratoire large bande », These de doctorat, Chambéry, 2020. Consulté le: 18 janvier 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.theses.fr/2020CHAMA044>
- [18] A. Cammarano, S. G. Burrow, D. A. W. Barton, A. Carrella, et L. R. Clare, « Tuning a resonant energy harvester using a generalized electrical load », *Smart Mater. Struct.*, vol. 19, n° 5, p. 055003, mars 2010, doi: 10.1088/0964-1726/19/5/055003.

- [19] B. Richter, J. Twiefel, et J. Wallaschek, « Piezoelectric Equivalent Circuit Models », in *Energy Harvesting Technologies*, S. Priya et D. J. Inman, Éd., Boston, MA: Springer US, 2009, p. 107-128. doi: 10.1007/978-0-387-76464-1_4.
- [20] E. Arroyo, « Récupération d'énergie à partir des vibrations ambiantes : dispositif électromagnétique et circuit électronique d'extraction synchrone », These de doctorat, Grenoble, 2012. Consulté le: 18 janvier 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.theses.fr/2012GRENA029>
- [21] E. Lefeuvre, D. Audigier, C. Richard, et D. Guyomar, « Buck-Boost Converter for Sensorless Power Optimization of Piezoelectric Energy Harvester », *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 22, n° 5, p. 2018-2025, sept. 2007, doi: 10.1109/TPEL.2007.904230.
- [22] S. M. Shahruz, « Design of mechanical band-pass filters for energy scavenging », *J. Sound Vib.*, vol. 292, n° 3, p. 987-998, mai 2006, doi: 10.1016/j.jsv.2005.08.018.
- [23] H. Xue, Y. Hu, et Q. Wang, « Broadband piezoelectric energy harvesting devices using multiple bimorphs with different operating frequencies », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 55, n° 9, p. 2104-2108, sept. 2008, doi: 10.1109/TUFFC.903.
- [24] I. Sari, T. Balkan, et H. Kulah, « An electromagnetic micro power generator for wideband environmental vibrations », *Sens. Actuators Phys.*, vol. 145-146, p. 405-413, juill. 2008, doi: 10.1016/j.sna.2007.11.021.
- [25] D. F. Berdy, B. Jung, J. F. Rhoads, et D. Peroulis, « Increased-bandwidth, meandering vibration energy harvester », in *2011 16th International Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference*, juin 2011, p. 2638-2641. doi: 10.1109/TRANSDUCERS.2011.5969872.
- [26] K. Moon, J. Choe, H. Kim, D. Ahn, et J. Jeong, « A method of broadening the bandwidth by tuning the proof mass in a piezoelectric energy harvesting cantilever », *Sens. Actuators Phys.*, vol. 276, p. 17-25, juin 2018, doi: 10.1016/j.sna.2018.04.004.
- [27] R. M. Toyabur, M. Salauddin, et J. Y. Park, « Design and experiment of piezoelectric multimodal energy harvester for low frequency vibration », *Ceram. Int.*, vol. 43, p. S675-S681, août 2017, doi: 10.1016/j.ceramint.2017.05.257.
- [28] M. A. Halim et J. Y. Park, « Theoretical modeling and analysis of mechanical impact driven and frequency up-converted piezoelectric energy harvester for low-frequency and wide-bandwidth operation », *Sens. Actuators Phys.*, vol. 208, p. 56-65, févr. 2014, doi: 10.1016/j.sna.2013.12.033.
- [29] C. Wang, Q. Zhang, et W. Wang, « Low-frequency wideband vibration energy harvesting by using frequency up-conversion and quin-stable nonlinearity », *J. Sound Vib.*, vol. 399, p. 169-181, juill. 2017, doi: 10.1016/j.jsv.2017.02.048.
- [30] T. V. Galchev, J. McCullagh, R. L. Peterson, et K. Najafi, « Harvesting traffic-induced vibrations for structural health monitoring of bridges », *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 21, n° 10, p. 104005, sept. 2011, doi: 10.1088/0960-1317/21/10/104005.
- [31] S. C. Stanton, C. C. McGehee, et B. P. Mann, « Nonlinear dynamics for broadband energy harvesting: Investigation of a bistable piezoelectric inertial generator », *Phys. Nonlinear Phenom.*, vol. 239, n° 10, p. 640-653, mai 2010, doi: 10.1016/j.physd.2010.01.019.
- [32] T. Huguet, « Vers une meilleure exploitation des dispositifs de récupération d'énergie vibratoire bistables : Analyse et utilisation de comportements originaux pour améliorer la bande passante », These de doctorat, Lyon, 2018. Consulté le: 30 janvier 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.theses.fr/2018LYSEI113>
- [33] Y. Jia, « Review of nonlinear vibration energy harvesting: Duffing, bistability, parametric, stochastic and others », *J. Intell. Mater. Syst. Struct.*, vol. 31, n° 7, p. 921-944, avr. 2020, doi: 10.1177/1045389X20905989.
- [34] S. C. Stanton, C. C. McGehee, et B. P. Mann, « Reversible hysteresis for broadband magnetopiezoelectric energy harvesting », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, n° 17, p. 174103, oct. 2009, doi: 10.1063/1.3253710.
- [35] S. Leadenham et A. Erturk, « M-shaped asymmetric nonlinear oscillator for broadband vibration energy harvesting: Harmonic balance analysis and experimental validation », *J. Sound Vib.*, vol. 333, n° 23, p. 6209-6223, nov. 2014, doi: 10.1016/j.jsv.2014.06.046.
- [36] K. Paul, A. Amann, et S. Roy, « Tapered nonlinear vibration energy harvester for powering Internet of Things », *Appl. Energy*, vol. 283, p. 116267, févr. 2021, doi: 10.1016/j.apenergy.2020.116267.
- [37] M. S. M. Soliman, E. M. Abdel-Rahman, E. F. El-Saadany, et R. R. Mansour, « A wideband vibration-based energy harvester », *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 18, n° 11, p. 115021, oct. 2008, doi: 10.1088/0960-1317/18/11/115021.
- [38] C. Peters, D. Maurath, W. Schock, F. Mezger, et Y. Manoli, « A closed-loop wide-range tunable mechanical resonator for energy harvesting systems », *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 19, n° 9, p. 094004, août 2009, doi: 10.1088/0960-1317/19/9/094004.

- [39] M. Wischke, M. Masur, F. Goldschmidtboeing, et P. Woias, « Electromagnetic vibration harvester with piezoelectrically tunable resonance frequency », *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 20, n° 3, p. 035025, mars 2010, doi: 10.1088/0960-1317/20/3/035025.
- [40] L. Costanzo et M. Vitelli, « Tuning Techniques for Piezoelectric and Electromagnetic Vibration Energy Harvesters », *Energies*, vol. 13, n° 3, Art. n° 3, janv. 2020, doi: 10.3390/en13030527.
- [41] M. Mösch, G. Fischerauer, et D. Hoffmann, « A Self-Adaptive and Self-Sufficient Energy Harvesting System », *Sensors*, vol. 20, n° 9, Art. n° 9, janv. 2020, doi: 10.3390/s20092519.
- [42] L. M. Miller, P. Pillatsch, E. Halvorsen, P. K. Wright, E. M. Yeatman, et A. S. Holmes, « Experimental passive self-tuning behavior of a beam resonator with sliding proof mass », *J. Sound Vib.*, vol. 332, n° 26, p. 7142-7152, déc. 2013, doi: 10.1016/j.jsv.2013.08.023.
- [43] C. Lan, Z. Chen, G. Hu, Y. Liao, et W. Qin, « Achieve frequency-self-tracking energy harvesting using a passively adaptive cantilever beam », *Mech. Syst. Signal Process.*, vol. 156, p. 107672, juill. 2021, doi: 10.1016/j.ymsp.2021.107672.
- [44] R. Somkuwar, J. Chandwani, et R. Deshmukh, « Wideband auto-tunable vibration energy harvester using change in centre of gravity », *Microsyst. Technol.*, vol. 24, n° 7, p. 3033-3044, juill. 2018, doi: 10.1007/s00542-018-3846-x.
- [45] B. Ahmed-Seddik, « Systèmes de récupération d'énergie vibratoire large bande », These de doctorat, Grenoble, 2012. Consulté le: 18 janvier 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://theses.fr/2012GRENT057>
- [46] J. A. Bowden, S. G. Burrow, A. Cammarano, L. R. Clare, et P. D. Mitcheson, « Switched-Mode Load Impedance Synthesis to Parametrically Tune Electromagnetic Vibration Energy Harvesters », *IEEEASME Trans. Mechatron.*, vol. 20, n° 2, p. 603-610, avr. 2015, doi: 10.1109/TMECH.2014.2325825.
- [47] A. Morel, « Interfaces électriques adaptatives dynamiquement au spectre fréquentiel pour la récupération d'énergie vibratoire large bande », These de doctorat, Chambéry, 2020. Consulté le: 6 février 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.theses.fr/2020CHAMA035>
- [48] D. Zhu, S. Roberts, T. Mouille, M. J. Tudor, et S. P. Beeby, « General model with experimental validation of electrical resonant frequency tuning of electromagnetic vibration energy harvesters », *Smart Mater. Struct.*, vol. 21, n° 10, p. 105039, sept. 2012, doi: 10.1088/0964-1726/21/10/105039.
- [49] S. Nabavi et L. Zhang, « Nonlinear Multi-Mode Wideband Piezoelectric MEMS Vibration Energy Harvester », *IEEE Sens. J.*, vol. 19, n° 13, p. 4837-4848, juill. 2019, doi: 10.1109/JSEN.2019.2904025.
- [50] I. Abed, N. Kacem, N. Bouhaddi, et M. L. Bouazizi, « Multi-modal vibration energy harvesting approach based on nonlinear oscillator arrays under magnetic levitation », *Smart Mater. Struct.*, vol. 25, n° 2, p. 025018, janv. 2016, doi: 10.1088/0964-1726/25/2/025018.
- [51] M. A. Halim, D. H. Kim, et J. Y. Park, « Low Frequency Vibration Energy Harvester Using Stopper-Engaged Dynamic Magnifier for Increased Power and Wide Bandwidth », *J. Electr. Eng. Technol.*, vol. 11, n° 3, p. 707-714, 2016, doi: 10.5370/JEET.2016.11.3.707.
- [52] L. Yu, L. Tang, et T. Yang, « Piezoelectric passive self-tuning energy harvester based on a beam-slider structure », *J. Sound Vib.*, vol. 489, p. 115689, déc. 2020, doi: 10.1016/j.jsv.2020.115689.
- [53] K. Aouali, N. Kacem, et N. Bouhaddi, « Functionalization of Internal Resonance in Magnetically Coupled Resonators for Highly Efficient and Wideband Hybrid Vibration Energy Harvesting », *Sensors*, vol. 22, n° 19, Art. n° 19, janv. 2022, doi: 10.3390/s22197657.
- [54] K. Aouali, N. Kacem, N. Bouhaddi, E. Mrabet, et M. Haddar, « Efficient broadband vibration energy harvesting based on tuned non-linearity and energy localization », *Smart Mater. Struct.*, vol. 29, n° 10, p. 10LT01, sept. 2020, doi: 10.1088/1361-665X/abaa95.
- [55] C. Eichhorn, R. Tchagsim, N. Wilhelm, et P. Woias, « A smart and self-sufficient frequency tunable vibration energy harvester », *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 21, n° 10, p. 104003, sept. 2011, doi: 10.1088/0960-1317/21/10/104003.
- [56] X. Wang *et al.*, « A frequency and bandwidth tunable piezoelectric vibration energy harvester using multiple nonlinear techniques », *Appl. Energy*, vol. 190, p. 368-375, mars 2017, doi: 10.1016/j.apenergy.2016.12.168.
- [57] K. Fan, S. Liu, H. Liu, Y. Zhu, W. Wang, et D. Zhang, « Scavenging energy from ultra-low frequency mechanical excitations through a bi-directional hybrid energy harvester », *Appl. Energy*, vol. 216, p. 8-20, avr. 2018, doi: 10.1016/j.apenergy.2018.02.086.
- [58] H. Xia, R. Chen, et L. Ren, « Parameter tuning of piezoelectric–electromagnetic hybrid vibration energy harvester by magnetic force: Modeling and experiment », *Sens. Actuators Phys.*, vol. 257, p. 73-83, avr. 2017, doi: 10.1016/j.sna.2017.01.026.

- [59] L. Gu et C. Livermore, « Impact-driven, frequency up-converting coupled vibration energy harvesting device for low frequency operation », *Smart Mater. Struct.*, vol. 20, n° 4, p. 045004, mars 2011, doi: 10.1088/0964-1726/20/4/045004.
- [60] D. Zhu, S. Roberts, M. J. Tudor, et S. P. Beeby, « Design and experimental characterization of a tunable vibration-based electromagnetic micro-generator », *Sens. Actuators Phys.*, vol. 158, n° 2, p. 284-293, mars 2010, doi: 10.1016/j.sna.2010.01.002.
- [61] D. Mallick et S. Roy, « Bidirectional electrical tuning of FR4 based electromagnetic energy harvesters », *Sens. Actuators Phys.*, vol. 226, p. 154-162, mai 2015, doi: 10.1016/j.sna.2015.02.016.
- [62] A. Morel, R. Grézaud, G. Pillonnet, P. Gasnier, G. Despesse, et A. Badel, « Active AC/DC control for wideband piezoelectric energy harvesting », *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 773, n° 1, p. 012059, nov. 2016, doi: 10.1088/1742-6596/773/1/012059.
- [63] « Xidas Datasheet ». Consulté le: 11 février 2023. [En ligne]. Disponible sur: https://www.mouser.com/pdfDocs/Xidas_VEG_DS.pdf
- [64] W. Liu, A. Badel, F. Formosa, Y. Wu, N. Bencheikh, et A. Agbossou, « A wideband integrated piezoelectric bistable generator: Experimental performance evaluation and potential for real environmental vibrations », *J. Intell. Mater. Syst. Struct.*, vol. 26, n° 7, p. 872-877, mai 2015, doi: 10.1177/1045389X14546660.
- [65] V. R. Challa, M. G. Prasad, Y. Shi, et F. T. Fisher, « A vibration energy harvesting device with bidirectional resonance frequency tunability », *Smart Mater. Struct.*, vol. 17, n° 1, p. 015035, janv. 2008, doi: 10.1088/0964-1726/17/01/015035.
- [66] A. Morel, G. Pillonnet, P. Gasnier, E. Lefeuvre, et A. Badel, « Frequency tuning of piezoelectric energy harvesters thanks to a short-circuit synchronous electric charge extraction », *Smart Mater. Struct.*, vol. 28, n° 2, p. 025009, déc. 2018, doi: 10.1088/1361-665X/aaf0ea.
- [67] I. N. Ayala-Garcia, P. D. Mitcheson, E. M. Yeatman, D. Zhu, J. Tudor, et S. P. Beeby, « Magnetic tuning of a kinetic energy harvester using variable reluctance », *Sens. Actuators Phys.*, vol. 189, p. 266-275, janv. 2013, doi: 10.1016/j.sna.2012.11.004.
- [68] A. Brenes *et al.*, « Large-bandwidth piezoelectric energy harvesting with frequency-tuning synchronized electric charge extraction », *Sens. Actuators Phys.*, vol. 302, p. 111759, févr. 2020, doi: 10.1016/j.sna.2019.111759.
- [69] S. P. Beeby *et al.*, « A micro electromagnetic generator for vibration energy harvesting », *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 17, n° 7, p. 1257, juin 2007, doi: 10.1088/0960-1317/17/7/007.
- [70] N. G. Elvin et A. A. Elvin, « An experimentally validated electromagnetic energy harvester », *J. Sound Vib.*, vol. 330, n° 10, p. 2314-2324, mai 2011, doi: 10.1016/j.jsv.2010.11.024.
- [71] E. Sardini et M. Serpelloni, « An efficient electromagnetic power harvesting device for low-frequency applications », *Sens. Actuators Phys.*, vol. 172, n° 2, p. 475-482, déc. 2011, doi: 10.1016/j.sna.2011.09.013.
- [72] V. Ordoñez, R. Arcos, et J. Romeu, « A high-performance electromagnetic vibration energy harvester based on ring magnets with Halbach configuration », *Energy Convers. Manag.*, vol. 16, p. 100280, déc. 2022, doi: 10.1016/j.ecmx.2022.100280.
- [73] W.-K. Choi, H. J. Kim, C.-W. Park, et B. Lee, « Study on electromagnetic energy transducer in ambient vibration », *IET Power Electron.*, vol. 11, n° 12, p. 1983-1990, 2018, doi: 10.1049/iet-pel.2017.0886.
- [74] J. Bjurström, F. Ohlsson, A. Vikerfors, C. Rusu, et C. Johansson, « Tunable spring balanced magnetic energy harvester for low frequencies and small displacements », *Energy Convers. Manag.*, vol. 259, p. 115568, mai 2022, doi: 10.1016/j.enconman.2022.115568.
- [75] M. P. Soares dos Santos *et al.*, « Magnetic levitation-based electromagnetic energy harvesting: a semi-analytical non-linear model for energy transduction », *Sci. Rep.*, vol. 6, n° 1, Art. n° 1, janv. 2016, doi: 10.1038/srep18579.
- [76] S. Morimoto, « Trend of permanent magnet synchronous machines », *IEEJ Trans. Electr. Electron. Eng.*, vol. 2, n° 2, p. 101-108, 2007, doi: 10.1002/tee.20116.
- [77] A. Munaz, B.-C. Lee, et G.-S. Chung, « A study of an electromagnetic energy harvester using multi-pole magnet », *Sens. Actuators Phys.*, vol. 201, p. 134-140, oct. 2013, doi: 10.1016/j.sna.2013.07.003.
- [78] K. V. Cartwright, « Non-Calculus Derivation of the Maximum Power Transfer Theorem », 2008.
- [79] O. Freychet *et al.*, « Efficient optimal load and maximum output power determination for linear vibration energy harvesters with a two-measurement characterization method », *Smart Mater. Struct.*, vol. 29, n° 1, p. 015003, nov. 2019, doi: 10.1088/1361-665X/ab516f.

- [80] « User guide Altair Flux ». Consulté le: 4 mars 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://2022.help.altair.com/2022/flux/Flux/Help/english/UserGuide/English/topics/FluxGuideDutilisation1.htm>
- [81] S. G. Burrow et L. R. Clare, « A Resonant Generator with Non-Linear Compliance for Energy Harvesting in High Vibrational Environments », in *2007 IEEE International Electric Machines & Drives Conference*, mai 2007, p. 715-720. doi: 10.1109/IEMDC.2007.382755.
- [82] S. Sun, X. Dai, K. Wang, X. Xiang, G. Ding, et X. Zhao, « Nonlinear Electromagnetic Vibration Energy Harvester With Closed Magnetic Circuit », *IEEE Magn. Lett.*, vol. 9, p. 1-4, 2018, doi: 10.1109/LMAG.2018.2822625.
- [83] M. Mösch et G. Fischerauer, « A Comparison of Methods to Measure the Coupling Coefficient of Electromagnetic Vibration Energy Harvesters », *Micromachines*, vol. 10, n° 12, Art. n° 12, déc. 2019, doi: 10.3390/mi10120826.
- [84] D. C. Hamill, « Gyrator-capacitor modeling: a better way of understanding magnetic components », in *Proceedings of 1994 IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition - ASPEC'94*, févr. 1994, p. 326-332 vol.1. doi: 10.1109/APEC.1994.316381.
- [85] D. Karnopp, « Understanding Magnetic and Electrostatic Actuators Using Bond Graphs and a Mechanical Model », *J. Frankl. Inst.*, vol. 317, n° 4, p. 227-234, avr. 1984, doi: 10.1016/0016-0032(84)90029-2.

Liste des publications

Revue internationale

- Delattre, G., Vigne, S., Brenes, A., Garraud, N., Freychet, O., & Boisseau, S. (2022). A new approach to design electromagnetic transducers for wideband electrically-tuned vibration energy harvesting. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, 1045389X221135017.

Conférences nationales

- Delattre G, Vigne S, Brenes A, and Boisseau S, 2021 Bandwidth opportunities of electromagnetic and piezoelectric vibration energy harvesters with electrical tuning *Journées Nationales sur la Récupération et le Stockage d'Énergie (JNRSE 2021)* *Présentation de poster*
- Delattre G, Vigne S, Brenes A, and Boisseau S, 2022 Wideband opportunities of resonant electromagnetic vibration energy harvesters thanks to electrical tuning *Journées Nationales sur la Récupération et le Stockage d'Énergie (JNRSE 2022)* *Présentation orale*

Brevets

- Delattre G, Vigne S, Brenes A, and Boisseau S, Electromagnetic transducer for harvesting vibratory energy, Demande N° FR2112868 déposée le 02/12/2021.